



Réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel pour l'analyse des réseaux locaux domestiques optiques

Abdoulaye Fall

► To cite this version:

Abdoulaye Fall. Réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel pour l'analyse des réseaux locaux domestiques optiques. Réseaux et télécommunications [cs.NI]. Institut National des Télécommunications, 2016. Français. NNT : 2016TELE0011 . tel-01382727

HAL Id: tel-01382727

<https://theses.hal.science/tel-01382727>

Submitted on 17 Oct 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



**DOCTORAT EN CO-ACCREDITATION
TÉLÉCOM SUDPARIS - INSTITUT MINES-TÉLÉCOM
ET L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE - PARIS 6**

Spécialité

Électronique et Télécommunications

École Doctorale Informatique, Télécommunications et Électronique de Paris

Présentée par

Abdoulaye FALL

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE TÉLÉCOM SUDPARIS

Sujet de la thèse :

**Réflectométrie Optique dans le Domaine Fréquentiel pour
l'Analyse des Réseaux Locaux Domestiques Optiques**

Soutenue le 14 Juin 2016

Devant le jury composé de :

Catherine LEPERS	Professeure, Télécom SudParis	Directrice de thèse
Yaneck GOTTESMAN	Maitre de Conférences - HDR, Télécom SudParis	Encadrant
Dominique PAGNOUX	Chargé de Recherche CNRS - HDR, Université de Limoges	Rapporteur
Luc FROEHLI	Chargé de Recherche CNRS - HDR, Institut FEMTO-ST	Rapporteur
Yves JAOUEN	Professeur, Telecom ParisTech	Examinateur
Monique THUAL	Professeure, Université de Rennes 1	Examinatrice
Pierre SANSONNETI	Ingénieur Collaborations Industrielles, Université Lille 1	Invité

N° NNT : 2016TELE0011

"Dans la vie, rien est à craindre ... tout est à comprendre."

Marie Curie

INSTITUT MINES-TELECOM/TELECOM SUD-PARIS

Résumé

Département Electronique et Physique (EPH)

Doctorat

Réflexométrie Optique dans le Domaine Fréquentiel pour l'Analyse des Réseaux Locaux Domestiques Optiques

par Abdoulaye FALL

La montée en débit est l'un des défis majeurs auxquels sont confrontés les opérateurs et équipementiers du domaine des télécommunications optiques. Qu'il s'agisse du réseau cœur ou du réseau d'accès, diverses stratégies sont mises en œuvre pour augmenter la capacité des systèmes. Par exemple, dans le réseau cœur après le multiplexage en longueur d'onde puis les formats de modulations avancés, le multiplexage spatial avec les nouvelles fibres à peu de modes ou multicœur est étudié pour répondre à la demande toujours croissante en débit d'informations. En ce qui concerne le réseau d'accès, les technologies à fibre optique FTTH/C/B (Fiber To The Home/Curb/Building) remplacent de plus en plus la paire de cuivre des solutions xDSL pour monter en capacité jusqu'à chez l'abonné. Le réseau domestique, dernier maillon entre l'abonné et le réseau de l'opérateur, est aussi concerné par cette demande en capacité et des propositions de solutions en fibre plastique, multimode dans l'habitat commencent à apparaître.

Le projet FUI12 RLDO (Réseau Local Domestique Optique) dans le cadre duquel s'inscrit cette thèse, a pour objectifs de développer et de démontrer sur le terrain

une solution complète de Réseau Local Domestique Optique haut débit et multi-format à forte évolutivité où l'ensemble des signaux seront transportés dans la maison sur un seul support à fibre optique. Deux architectures de réseaux sont considérées dans ce projet : une solution court terme de topologie en étoile active avec un commutateur multiformat comme nœud d'interconnexion et une solution plus long terme de topologie en étoile passive avec un coupleur optique passif à la place du nœud actif.

Le développement d'une solution en étoile passive autour d'un coupleur multimode $N \times N$ bien adaptée à une utilisation résidentielle bas coût, pérenne et économe en énergie, soulève cependant quelques problématiques dans son implémentation qui font l'objet d'études exploratoires dans le cadre de cette thèse.

En particulier, la non-uniformité des intensités des différents ports de sortie des coupleurs optiques multimodes est un point à étudier en détail. Une première analyse de ce point nous a permis de comprendre que les propriétés des modes de propagation dans les éléments du réseau en étoile passive multimode, jouent un rôle clé dans les performances et les problèmes rencontrés.

Dans ce contexte, nous avons réalisé une caractérisation fine des mécanismes qui régissent le guidage de la lumière dans les composants optiques que sont les fibres, et les coupleurs. Pour faire cette caractérisation, nous avons développé un réflectomètre optique dans le domaine fréquentiel (méthode OFDR : Optical Frequency Domain Reflectometry), bien adapté en termes de résolution et d'excursion à la portée d'un réseau local domestique optique. Afin d'avoir une plus grande diversité d'information à partir de la mesure OFDR, l'accès à la phase des objets sous test est très importante. Nous avons donc étudié les phénomènes limitant la sensibilité à la phase, liés à la non-linéarité du balayage de la source laser. Cette étude nous a permis de contribuer à une meilleure compréhension du mécanisme de désynchronisation d'horloge induit par la non-linéarité du balayage du laser. Nous avons par la suite évalué les performances de l'instrument que nous avons mis en place. Par exemple, nous avons étalonné l'appareil avec un filtre programmable ce qui nous a permis d'atteindre une valeur minimale de dispersion de temps de groupe

de 0.02ps/nm dans une bande spectrale de largeur 1Thz. Cette mesure est limitée par le bruit introduit par l'étalon lui-même.

En ce qui concerne les fibres optiques, nous avons apporté une attention toute particulière à la méthode permettant d'accéder aux propriétés de dispersion des groupes de modes excités et à leur analyse. Nous avons étudié de façon générale, indépendamment de la méthode de mesure, le caractère non trivial du choix de la résolution instrumentale. Cela nous a permis de montrer que les conditions expérimentales en terme de résolution spatiale pour analyser les modes d'un guide dispersif ne peuvent être choisies de façon arbitraire. Une connaissance a priori de l'objet testé s'est révélée très importante pour déterminer au mieux les conditions expérimentales.

Nous avons développé un nouvel algorithme d'analyse temps-fréquence de traitement des signaux OFDR afin d'accéder aux diagrammes de dispersion des modes excités des fibres multimodes. L'étude générale précédente nous a permis de choisir la résolution spatiale la mieux adaptée dans une plage spectrale donnée dans le cadre d'une analyse temps-fréquence classique. Pour compléter cette approche, nous avons proposé une analyse temps-fréquence adaptative qui permet d'obtenir des diagrammes de dispersion optimale en recherchant la résolution d'analyse la mieux adaptée à chaque longueur d'onde de la plage spectrale considérée. L'exploitation des courbes de dispersion obtenues a permis d'analyser la propagation de la lumière dans la fibre RLDO (réalisée dans le cadre du projet RLDO par Prysmian Group) et nous a permis de démontrer que sous des conditions d'excitation monomode, la propagation est quasi-monomode dans la fibre RLDO à 1550 nm et à 1310 nm avec au moins 30 dB de taux d'extinction du mode d'ordre immédiatement supérieur. Nous en déduisons que contrairement aux fibres multimodes conventionnelles, la dispersion intermodale n'impactera pas les transmissions à 10Gb/s voire supérieures à 10Gb/s dans la fibre RLDO.

L'étude générale sur la résolution a permis de définir et d'analyser, pour la première fois, l'incertitude fondamentale (non entachée par le bruit du banc de mesures) commise sur la dispersion chromatique dans le cas où il est impossible de

déterminer si on a accès à un mode ou plusieurs modes dans un diagramme de dispersion donné.

Indépendamment de RLDO, nous avons aussi montré que l'OFDR permet d'accéder à des caractéristiques Doppler et combine les qualités de la tomographie par cohérence optique (information en profondeur accessible) et du vibromètre laser (haute précision dans la mesure de vibration) sans les inconvénients majeurs des deux techniques (mesure à vitesse constante et non détermination de la position de la vibration).

Mots clés : *analyse temps-fréquence, analyse temps-fréquence adaptative, coupleurs multimodes, fibres multimodes, dispersion, réflectométrie optique, réseau local domestique optique.*

Remerciements

Ce manuscrit de thèse est le fruit de travaux de recherches réalisés au sein du département Électronique et Physique de Télécom SudParis (laboratoire SAMOVAR - CNRS UMR 5157). Ces travaux ont été dirigés par Mme Catherine LEPEPERS et Mr Yaneck GOTTESMAN que je remercie pour m'avoir fait confiance, mais aussi pour leur disponibilité et leurs conseils.

Je remercie du fond du cœur Mr Badr-Eddine BENKELFAT, Directeur du département Électronique et Physique de Télécom SudParis qui m'a fait profiter de sa sagesse, de sa gentillesse et pour s'être toujours soucié du bon déroulement de mes activités à Télécom SudParis. Du fond du cœur je remercie aussi Mme Ydalia GARCIA et Mme Patricia FIXOT pour leur aide très précieuse dans absolument toutes les démarches !

Je remercie Mr Alain LEBEGUE, Mr François DELAVAUULT, Mr Benoit JEAN, Mme Régine LEMONTAGNER, Mme Nissem SELMENE, Mme Ikhlas SELMI, Mme Amira FNAIECH, Mr Ye LU, Mme Sylvie DUMAS, Mme Badria CAMPENON etc. avec qui j'ai partagé les repas du midi et qui ont contribué à rendre mon passage à Évry fort agréable. Je remercie aussi mon collègue et ami Sina FAZEL pour son soutien en toute circonstance et pour ce match de Basket mémorable, Bruno ROBILLART, Cosimo CALO, François LAMARE, Mokhtar KORTI avec qui j'ai partagé des moments conviviaux. De même que ma sœur Aida SECK ainsi que tous les collègues et amis que j'ai cotôyé à NanoInnov : Christian, Djalal, Djamel, Nadia, Sana, Hajer, Luiz, Laetitia, Nicolas, Xin, etc.

Je remercie les membres du jury pour avoir accepté de juger mes travaux en thèse : Mme Monique THUAL, Mr Pierre SANSONNETI, Mr Yves JAOUEN, Mr Dominique PAGNOUX et Mr Luc FROEHLY. En particulier les deux rapporteurs pour les discussions très instructives que nous avons eu, en plus des corrections aussi pertinentes que précises qu'ils ont apporté à mon manuscrit.

Je suis très reconnaissant envers tous les membres de ma famille pour leur soutien sans limite, leurs prières etc. : il serait long de tous les citer, je ne mentionnerai que ma mère Amina SOW, mon père Ibra FALL et ma tante Astou GUEYE. Ainsi que mes amis sur qui j'ai toujours pu compter : Moussa Seydou DIALLO, Philippe TURC, Guillaume AUDUREAU, Thierno Abdourahmane DIALLO, Saïdou SALL etc. Enfin je ne saurai finir sans citer Dieuwrine Abdoulaye DIAW qui m'a toujours accompagné par ses prières ainsi que tous les anrifiina billahi de Sicap Mbao.

Table des matières

Résumé	iv
Remerciements	ix
Table des matières	xi
Liste des Figures	xv
Acronymes	xxii
1 Introduction	1
1.1 Notions sur les réseaux de télécommunication	1
1.2 Montée en débit dans les télécommunications	2
1.3 Généralités sur le Réseau Local Domestique Optique (RLDO) et résultats préliminaires	4
1.3.1 Généralités sur le RLDO	4
1.3.1.1 Topologie de réseau en étoile active multi-format	4
1.3.1.2 Topologie de réseau en étoile passive multiformat	6
1.3.2 Résultats expérimentaux préliminaires	7
1.3.3 Quel support de transmission pour le Réseau Local Domestique Optique ?	9
1.4 Objectifs de la thèse et différentes contributions scientifiques	10
1.5 Organisation du manuscrit	13
2 État de l’art sur la propagation dans les fibres et les méthodes de caractérisation	15
2.1 Modèle de la propagation dans une fibre optique	15
2.1.1 Notions de modes de propagation	15
2.1.2 Caractéristiques de propagations des fibres optiques	18
2.1.2.1 Dispersion Intermodale	18
2.1.2.2 Dispersion Chromatique	18
2.1.2.3 Dispersion de modes de polarisation	19
2.2 Méthodes de mesure de la dispersion	20
2.2.1 Phase-Shift Method (méthode de la modulation de la phase)	20

2.2.2	OLCR - Optical Low Coherence Reflectometry	21
2.2.3	OFDR – Optical Frequency Domain Reflectometry	24
2.3	Conclusion	26
3	Réflectométrie complexe dans le domaine fréquentiel : problématiques et analyse des performances	28
3.1	Enjeux et problématiques de la réflectométrie complexe dans le domaine fréquentiel	29
3.1.1	Gestion de l'horloge en réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel	29
3.1.2	Problématique d'horloge associée à la linéarité du balayage du laser	31
3.1.3	Influence de la dispersion des fibres constituant l'interféromètre auxiliaire	32
3.2	Étude des problèmes de synchronisation en réflectométrie complexe dans le domaine fréquentiel	33
3.2.1	Influence de la dispersion chromatique de l'interféromètre de référence sur l'horloge	33
3.2.1.1	Étude de l'impact de la dispersion de l'interféromètre auxiliaire sur l'horloge	33
3.2.1.2	Compensation de l'impact de la dispersion de l'interféromètre auxiliaire	35
3.2.2	Problématique liée à la synchronisation d'horloge et linéarité du balayage de la source	38
3.2.2.1	Étude de l'impact de la non-linéarité du balayage du laser sur l'horloge	38
3.2.2.2	Compensation de la non-linéarité du balayage du laser : resynchronisation d'horloge	41
3.3	Résultats expérimentaux	45
3.3.1	Architecture développée	45
3.3.2	Dégradation de l'intensité du signal	47
3.3.3	Erreurs sur la phase	49
3.3.4	Test expérimental	51
3.4	Aspects dynamiques de la mesure OFDR	54
3.4.1	Analyse du bruit de la mesure de phase spectrale : mise en évidence expérimentale d'effets dynamiques sur la mesure OFDR	54
3.4.2	Modélisation d'une signature OFDR en environnement dynamique	56
3.4.2.1	Cas d'un effet doppler constant	57
3.4.2.2	Cas d'un effet doppler non-constant	58
3.4.3	Résultats expérimentaux	60
3.5	Conclusion	62
4	Analyse de la propagation dans les fibres multimodes	63

4.1	Analyse de la dispersion chromatique de fibres multimodes	63
4.1.1	Considérations sur la caractérisation de fibres multimodes . . .	63
4.1.1.1	Résolution instrumentale et Résolution effective . . .	63
4.1.1.2	Possibilité de séparation des modes dans une fibre multimode	65
4.1.2	Incertitude théorique et expérimentale associée à la mesure de dispersion	69
4.2	Analyse temps-fréquence par OFDR - Analyse temps-fréquence adaptative	74
4.2.1	Transposition de l'analyse temps-fréquence utilisée avec la réflectométrie à faible cohérence aux données obtenues par OFDR	74
4.2.2	Analyse temps-fréquence adaptative	76
4.2.2.1	Présentation du principe dans le cas d'un guide monomode	76
4.2.2.2	Généralisation au cas des guides multimodes	79
4.3	Application à la caractérisation de fibres optiques multimodes . . .	79
4.3.1	Caractérisation d'une fibre multimode standard OM3	81
4.3.2	Caractérisation de la fibre spéciale RLDO	84
4.4	Conclusion	86
5	Faisabilité d'un réseau local domestique optique de topologie en étoile passive à base de fibres multimodes	88
5.1	Etude de la propagation dans les coupleurs et les fibres d'un réseau optique domestique passif	89
5.1.1	Etude de la propagation dans les coupleurs multimodes . . .	89
5.1.1.1	Rappel sur les modes couplés et les coupleurs réalisés à partir de fibres monomodes	89
5.1.1.2	Etude des coupleurs réalisés à partir de fibres multimodes	91
5.1.2	Etude de la propagation dans les fibres amorces des coupleurs	95
5.1.3	Analyse des propriétés des coupleurs	98
5.1.3.1	Méthodologie exploitée	98
5.1.3.2	Application à l'analyse des coupleurs optique . . .	100
5.1.4	Directions à privilégier pour la réalisation d'un prototype d'étoile passive à base de fibres et de coupleurs multimodes .	104
5.1.5	Mise en évidence des effets dynamiques sur la propagation dans les fibres optiques du réseau	106
5.2	Transposition des méthodes employées pour étudier la PMD à l'analyse du couplage de modes dans les fibres du réseau	108
5.2.1	Rappel sur les modèles statistiques de la PMD	108
5.2.2	Transposition au cas du couplage de modes dans les fibres multimodes	111
5.2.2.1	Cas d'une fibre bimodale	111

5.2.2.2	Généralisation à plus de deux modes	115
5.3	Conclusions	115
6	Conclusion générale et Perspectives	117
6.1	Récapitulatif	117
6.2	Perspectives	118
A	Etude du signal de battement pour un « interféromètre dispersif »	120
B	Signature d'un effet Doppler couplé à la mesure OFDR	123
B.1	Détermination du signal de battement dans le cas d'un effet Doppler constant	125
B.2	Détermination du signal de battement dans le cas d'un effet Doppler non-constant	125
C	Dérivation de la réponse d'une fibre soumise à une impulsion Gaussienne	127
D	Représentation de la dispersion de mode de polarisation (PMD)	129
D.1	Formalisme de Jones	130
D.2	Formalisme de Stokes	130
E	Publications et participation à des congrès	132
	Bibliographie	134

Table des figures

1.1	Évolution du réseau local domestique d'après [17]	4
1.2	Architecture de réseau local domestique en topologie étoile active [16]	5
1.3	Architecture de réseau en topologie étoile passive [16]	7
1.4	Puissance de sortie des coupleurs multimodes sous l'excitation de différentes sources : (A) Source large bande à 1310 nm ; (B) VCSEL à 850nm ; (C) laser DFB à 1550 nm ; ces résultats sont tirés de [16]	8
2.1	(A) Représentation schématique de la structure d'une fibre optique ; (B) profil à saut d'indice ; (C) profil à gradient d'indice	16
2.2	Graphique de dispersion des modes d'une fibre à saut d'indice . . .	17
2.3	Schéma descriptif de la méthode de la modulation de la phase . . .	20
2.4	Schéma descriptif du principe de la réflectométrie optique à faible cohérence (adapté de [32])	22
2.5	Organigramme décrivant la méthode d'analyse temps - fréquence pour exploiter les mesures OLCR [33]	23
2.6	Montage de réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel. (A) Mesure en mode réflexion. (B) Mesure en mode transmission. OST : Objet Sous Test ; ACQ : Acquisition du signal de battement ; PC : Ordinateur	24
3.1	Signal de battement de l'interféromètre auxiliaire en fonction du temps (figure du haut) et de la fréquence (figure du bas)	34
3.2	Signal de l'interféromètre de mesure synchronisé avec l'interféromètre de référence	35
3.3	Insertion d'une référence de longueur d'onde dans le montage OFDR ; OST=Objet Sous Test - ACQ = Acquisition - PC = Ordinateur - HCN = Cellule de $H^{13}C^{14}N$ 25Torr	36
3.4	Spectre d'absorption d'une cellule $H^{13}C^{14}N$ 25 Torr [56]	37
3.5	Figure du haut : Horloge ré-échantillonnée à l'aide d'un second signal de « chirp » opposé - Figure du bas : Signal de mesure synchronisé avec l'horloge corrigée	38
3.6	Balayage laser simulé	40
3.7	Signal d'horloge dans le cas d'un balayage non linéaire quadratique	40
3.8	Description de la simulation réalisée OST= Objet Sous Test ; ACQ = Acquisition ; PC = Ordinateur	41

3.9	Erreur induite par la désynchronisation d'horloge sur la dispersion d'un objet sous test pour le balayage quadratique considéré	41
3.10	Principe de la compensation par resynchronisation d'horloge	42
3.11	Intensité normalisée du réflectogramme pour différentes longueurs de l'objet sous test dans le cas sans compensation pour un balayage quadratique	43
3.12	Intensité normalisée dans le cas avec compensation pour le balayage quadratique	44
3.13	Intensité normalisée en fonction de la longueur pour le balayage quadratique considéré	44
3.14	Dispersion extraite avec et sans compensation pour le balayage quadratique considéré	45
3.15	Fréquence instantanée du laser	46
3.16	Variation de la vitesse de balayage en fonction du temps	46
3.17	Réflectogramme associé au battement de l'interféromètre de référence ; courbe bleue : données brutes - courbe rouge : données ré-échantillonnées	47
3.18	Exemple de réflectogramme obtenu dans le cas d'un laser dont le balayage est idéal. L'intensité du pic sert de référence	48
3.19	(A) Impact de la désynchronisation d'horloge sur l'intensité du signal ; (B) Apport de la compensation dans le cas du balayage laser considéré	48
3.20	Evolution de l'intensité du signal en fonction du temps de retard au niveau de l'interféromètre de mesure pour le balayage laser considéré	49
3.21	Erreur relative sur la dispersion lorsque le temps de retard au niveau de l'interféromètre de mesure varie entre 0 et 1000 ns pour le balayage considéré	50
3.22	Erreur relative sur la dispersion lorsque le temps de retard au niveau de l'interféromètre de mesure varie jusqu'à 500 ns pour le balayage considéré	50
3.23	Réflectogramme obtenu pour une fibre monomode standard de 100m avec et sans compensation	51
3.24	Réflectogramme mesuré pour une fibre monomode standard de 200m avec et sans compensation	52
3.25	Fonction de transfert d'un filtre passe bande (1 THz de bande passante) mesuré à travers l'OFDR (courbe bleue) comparée à la fonction de transfert programmée au niveau du filtre (courbe rouge) . .	53
3.26	Exemple de dispersion mesurée avec l'OFDR pour une dispersion programmée au niveau du filtre d'1 ps/m, 0.2 ps/m et 0.02 ps/nm .	54
3.27	(A) Mesures de phases spectrales pour différentes vitesses de balayage ; (B) Réflectogrammes correspondants	55
3.28	Simulation du réflectogramme en condition d'effet Doppler constant	57
3.29	Simulation du réflectogramme dans le cas d'un effet Doppler non constant	59
3.30	Phases associées aux réflectogrammes de la Figure 3.29	59

3.31	Mesure Optical Frequency Domain Reflectometry (OFDR) de la lumière diffusée par une membrane vibrante	60
3.32	Réfectogramme OFDR pour différentes fréquences de vibrations de la membrane	61
3.33	Variation de la séparation entre un pic de vibration et le pic induit par la diffusion sur la membrane : (A) en fonction de la fréquence de vibration (B) en fonction de la vitesse de balayage du laser . . .	61
4.1	Evolution de la résolution effective en fonction de la largeur spectrale de la source (résolution instrumentale) pour différentes longueurs de propagation ; Le coefficient du mode simulé vaut $\beta_2 = 10^4 fs^2/m$; La résolution optimale calculée est indiquée pour chaque longueur	66
4.2	Illustration du critère de séparation de deux impulsions	67
4.3	Simulation du critère de séparation des modes pour $L = 150m$; $\beta_1^{(1)} = 19.95 \cdot 10^{-3} ns/m$, $\beta_1^{(2)} = 20 \cdot 10^{-3} ns/m$, $\beta_2^{(1)} = 12000 fs^2/m$, $\beta_2^{(2)} = 10000 fs^2/m$. Le critère de résolution est vérifié sur les régions du graphique où la courbe représentant $ \beta_1^{(1)} - \beta_1^{(2)} $ est au-dessus de la courbe de $W(L, \Delta\lambda)$	68
4.4	Simulation du critère de séparation des modes ; cas 2 : $L = 100m$, $\beta_1^{(1)} = 19.97 \cdot 10^{-3} ns/m$, $\beta_1^{(2)} = 20 \cdot 10^{-3} ns/m$, $\beta_2^{(1)} = 13000 fs^2/m$, $\beta_2^{(2)} = 14000 fs^2/m$. Le critère de résolution est vérifié sur les régions du graphique où la courbe représentant $ \beta_1^{(1)} - \beta_1^{(2)} $ est au-dessus de la courbe de $W(L, \Delta\lambda)$	68
4.5	Différents réfectogrammes lorsque les modes ne sont pas résolus (simulation du cas 2) ; (A) largeur spectrale de source faible (1 nm) ; (B) largeur spectrale de source relativement importante (6 nm). Les figures du haut représentent l'intensité du réfectogramme et les figures du bas le système de franges des deux modes	70
4.6	Illustration de l'incertitude sur la dispersion due à l'ambiguïté sur le modèle ; les courbes en pointillé (noir et rouge) représentent les graphiques de dispersion des deux modes simulés ; les lignes en vert représentent les courbes de dispersion résultantes pour différentes répartitions de l'énergie modale entre les deux modes simulés	71
4.7	Incertainitude relative sur la dispersion en fonction du coefficient de dispersion mesuré et pour différentes longueurs de propagation : (A) plage d'analyse large de 80 nm ; (B) plage d'analyse large de 110 nm	73
4.8	Comparaison de l'analyse temps-fréquence appliquée aux données mesurées par OLCR et OFDR	75
4.9	Description de l'analyse temps-fréquence adaptative	77
4.10	Courbe de dispersion entrée dans la simulation	77
4.11	Vue 2-D du graphique temps-fréquence correspondant à la dispersion simulée avec une résolution fixe	78
4.12	Vue 2-D du graphique temps-fréquence adaptatif correspondant à la dispersion simulée	78

4.13	Courbe de dispersion du guide multimode simulé	80
4.14	Illustration de l'analyse temps-fréquence pour analyser la dispersion d'une fibre bimodale - Graphique temps fréquence avec une résolution fixe	80
4.15	Illustration de l'analyse temps-fréquence pour analyser la dispersion d'une fibre bimodale - diagramme temps-fréquence adaptatif final .	81
4.16	Mesure OFDR de la fibre OM3 en condition d'excitation arbitraire : (A) vue globale du reflectogramme brut (B) zoom sur la signature de la fibre OM3 (C) exemple de réflectogramme filtré, obtenu après traitement temps-fréquence des données	82
4.17	(A) Représentation 3-D de l'analyse temps-fréquence appliquée au données de la Figure 4.16;(B) Vue 2-D de la cartographie temps-fréquence montrant la différence de marche au niveau de l'interéromètre de mesure en fonction de la longueur d'onde	83
4.18	(A) Exemple de réflectogramme OFDR filtré de la fibre OM3 en condition d'excitation monomode; (B) Vue 2-D de la cartographie temps-fréquence montrant la différence de marche au niveau de l'interéromètre de mesure en fonction de la longueur d'onde	83
4.19	Profils d'indice des différentes préformes de fibre RLDO réalisés et profil d'indice visé; les profils d'une fibre monomode standard et de la fibre OM3 sont aussi représentés. Source : Prysmian Group . . .	85
4.20	(A) Exemple de réflectogramme OFDR filtré de la fibre RLDO en condition d'excitation arbitraire; (B) vue 2-D de la cartographie temps-fréquence correspondante	85
4.21	(A) Exemple de réflectogramme OFDR filtré de la fibre RLDO en condition d'excitation monomode; (B) vue 2-D de la cartographie temps-fréquence correspondante	86
5.1	Représentation schématique d'un coupleur 2×2	89
5.2	Coupleur monomode - Puissance transmise et Puissance couplée . .	91
5.3	Représentation schématique d'un coupleur 2×2 réalisé à base de fibres bimodales	91
5.4	Puissance au niveau de la voie couplée pour différentes conditions d'excitation. $C_{a1b1} = 0.02$; $C_{a2b2} = 0.01$. Cas 1 : $ a_1(0) ^2 = 0.64$ et $ a_2(0) ^2 = 0.36$; Cas 2 : $ a_1(0) ^2 = 0.3902$ et $ a_2(0) ^2 = 0.6098$; Cas 3 : $ a_1(0) ^2 = 0.8$ et $ a_2(0) ^2 = 0.2$	93
5.5	Puissance transmise et couplée pour 6 modes. $C_{aibi} = 0.04, 0.035, 0.03, 0.025, 0.02, 0.015$ et $ a_i(0) = 0.1190, 0.1726, 0.0893, 0.1786, 0.2381, 0.2024$	93
5.6	Simulation du couplage ' excitations modales avec même énergie et même phase. $C_{12} = 0.02$, $a_1(0) = a_2(0) = 4e^{(-j\pi/6)}$	97
5.7	Simulation du couplage - excitations modales avec même énergie et différentes phases. $C_{12} = 0.02$, $a_1(0) = 4e^{(-j\pi/6)}$ et $a_2(0) = 4e^{(-j\pi/4)}$.	97
5.8	Schéma descriptif simplifié d'un résonateur annulaire [77]	98

5.9	Description schématique de la méthodologie employée pour analyser les coupleurs multimodes par réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel	98
5.10	Simulations de réflectogrammes OFDR pour différentes configuration du coupleur en régime de cavité annulaire; Le temps de propagation dans la boucle est fixe; (A) $\kappa_{dB} = -3$ dB $\alpha_{dB} = -10$ dB; (B) $\kappa_{dB} = -3$ dB $\alpha_{dB} = -20$ dB; (C) $\kappa_{dB} = -10$ dB $\alpha_{dB} = -10$ dB; (D) $\kappa_{dB} = -10$ dB $\alpha_{dB} = -20$ dB; κ_{dB} et α_{dB} représentent κ et α exprimé en échelle logarithmique	99
5.11	Schéma descriptif du montage en mode transmission pour analyser le coupleur monomode	101
5.12	Réflectogramme OFDR d'un coupleur monomode commercial . . .	101
5.13	Réflectogramme OFDR d'un coupleur multimode du commerce . . .	102
5.14	Variation du coefficient de couplage	103
5.15	Caractérisation du coupleur par mesure des puissances sur les deux ports de sortie	104
5.16	Excitation d'un coupleur multimode par une source laser VCSEL à 850nm. Graphe du haut : évolution de la puissance dans chaque port de sortie du coupleur graphe du bas : rapport de puissance observé	104
5.17	Excitation d'un coupleur multimode par une source laser à émission par la tranche 1310 nm. Graphe du haut : évolution de la puissance dans chaque port de sortie du coupleur graphe du bas : rapport de puissance observé	105
5.18	Couplage de la fibre RLDO avec coupleur en fibre OM3 : (A) coupleur en aval de la fibre RLDO; (B) coupleur en amont de la fibre. Pour chacun des deux cas, nous donnons un exemple de réflectogramme (gauche) ainsi que la courbe de dispersion (droite)	106
5.19	Réflectogramme d'une fibre optique soumise à des vibrations : une note musicale est jouée à proximité de la fibre pendant l'acquisition : (A) Aucune note de musique (B) note A4 (440 Hz); (C) note E5 (659.26 Hz)	107
5.20	Distance par rapport au pic principal en fonction de la vitesse de balayage du laser	108
5.21	Simulation de la fluctuation de l'intensité détectée en fonction de la longueur de propagation (150 fibres) pour un couplage aléatoire d'écart type 0.001	113
5.22	Fluctuation de l'Intensité du mode détecté	114
5.23	Simulation de l'évolution du Optical Signal to Noise Ratio (OSNR) pour un écart-type à 100m égale à celui de la fibre RLDO seule et à celui d'une fibre RLDO avec un coupleur multimode à son aval . .	114
6.1	Synoptique de la mesure de la distribution spatiale de l'énergie des modes excités d'une fibre par OFDR	119

A.1	Modélisation d'un interféromètre de mesure dont les bras sont dispersifs	120
B.1	Interféromètre modélisé; OST = Objet Sous Test	123
D.1	Sphère de Poincaré	131

Acronymes

ADSL	Asymmetric Digital Subscriber Line
AON	Active Optical Network
BER	Bit Error Rate
CWDM	Coarse Wavelength Division Multiplexing
DEL	Diode Electro-Luminescent
DFB	Distributed Feed Back
DSL	Digital Subscriber Line
EDFA	Erbium Doped Fiber Amplifier
FFT	Fast Fourier Transform
FMCW	Frequency Modulated Continuous Wave
FTTH	Fiber To The Home
GDD	Group Delay Dispersion
GPON	Gigabit Passive Optical Network
GVD	Group Velocity Dispersion
LED	Light Emitting Diode
LMA	Large Mode Area
LP	Linéairement Polarisés
OBR	Optical Backscatter Reflectometer
OCT	Optical Coherence Tomography
OFDR	Optical Frequency Domain Reflectometry
OLCR	Optical Low-Coherence Reflectometry
OSNR	Optical Signal to Noise Ratio

OTDR	Optical Time Domain Reflectometry
PDA	Photodiode Avalanche
PMD	Polarization Mode Dispersion
PON	Passive Optical Network
QoS	Quality of Service
RLD	Réseau Local Domestique
RLDO	Réseau Local Domestique Optique
RMM	Random Modulus Model
RNF	Refracted Near Field
SMF	Single Mode Fiber
SMSR	Side-Mode Suppression Ratio
VCSEL	Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser
WDM	Wavelength Division Multiplexing

Chapitre 1

Introduction

1.1 Notions sur les réseaux de télécommunication

Les réseaux de télécommunication peuvent être structurés en trois segments : le réseau cœur, le réseau métropolitain et le réseau d'accès.

Le réseau cœur couvre l'étendu d'un pays ou d'un continent. Les nœuds qu'il interconnecte sont à plusieurs centaines de kilomètres de distance, voire des milliers de kilomètres lorsqu'il s'agit de liaisons sous-marines. La fibre optique est employée comme support de transmission pour couvrir des portées aussi importantes. Pour réaliser des liaisons haut-débit dans le réseau cœur, le multiplexage en longueur d'onde -Wavelength Division Multiplexing (WDM)- [1] est traditionnellement utilisé pour augmenter la capacité sans déployer de nouvelles fibres. Il permet de transporter sur une même fibre des signaux divers en utilisant des longueurs d'onde différentes (peigne de longueur d'onde). Le plus souvent, un peigne de longueur d'onde dans la bande $1535nm - 1565nm$ est utilisé du fait que c'est la fenêtre amplifiée par les amplificateurs à fibre dopée à l'Erbium (Erbium Doped Fiber Amplifier (EDFA)). L'espacement entre les longueurs d'onde est normalisé par la recommandation ITU-T G692 [2] à $1.6nm$ et $0.8nm$.

Le réseau métropolitain dessert par exemple une grande ville et ses environs. Ce type de réseaux est un segment intermédiaire entre le réseau cœur et le réseau d'accès. Son étendu varie jusqu'à une centaine de kilomètres. La fibre optique avec le multiplexage en longueur d'onde WDM peut être utilisée pour réaliser des liaisons haut débit. Lorsque les amplificateurs optiques ne sont pas nécessaires, le

Coarse Wavelength Division Multiplexing (CWDM) qui est moins coûteux que le WDM peut être utilisé. Avec cette technique, les signaux sont multiplexés sur la fibre en exploitant toute la bande $1270nm - 1610nm$ (ou bien une partie de la bande) avec un espacement entre les longueurs d'onde de $20nm$.

Le réseau d'accès relie l'abonné (maison, entreprise) au réseau de l'opérateur de télécommunication. Différentes technologies de réseaux sont utilisées pour les réseaux d'accès [3]. Nous pouvons en citer :

- La ligne numérique d'abonnée -Digital Subscriber Line (DSL)- [4] : ce terme regroupe l'ensemble des technologies mises en place pour transporter des données numériques sur une simple ligne téléphonique. Parmi les technologies xDSL, nous pouvons citer l'Asymmetric Digital Subscriber Line (ADSL) en exemple. Elle a tout d'abord été développée pour la réception de la télévision par le réseau téléphonique classique. Mais avec le développement d'Internet, l'ADSL a été exploité pour raccorder les utilisateurs au réseau Internet.
- FTTH/C/B (Fibre To The Home/Curb/Building) [5] : la technologie FTTx amène la fibre optique jusqu'à l'entrée de la maison ou d'un immeuble. Les architectures peuvent être actives -Active Optical Network (AON)- ou passives -Passive Optical Network (PON)-, selon la présence ou l'absence d'équipements actifs (un commutateur actif par exemple) entre le site central de l'opérateur de télécommunication et les points desservis.

1.2 Montée en débit dans les télécommunications

La montée en débit est l'un des défis majeurs auxquels sont confrontés les acteurs du domaine des télécommunications optiques. Dans le réseau cœur, l'avènement des dispositifs de traitement tout optique et les techniques de modulation avancées ont permis de concevoir des systèmes de transmission de l'ordre du Tbits/s grâce au multiplexage en longueur d'onde - WDM - [6]. Cependant, les systèmes haut débit actuels se rapprochent de plus en plus de la limite de Shannon en terme de capacité [7, 8]. Le multiplexage spatial était le dernier degré de liberté encore inexploité après les multiplexages temporel, de longueur d'onde, de la polarisation et de la phase. Il fait actuellement l'objet de nombreux travaux de recherches qui s'appuient sur la conception de fibres multi-cœur et de fibres à peu de modes afin

d'avoir un meilleur contrôle des modes [9, 10]. Le multiplexage spatial utilisant les cœurs d'une fibre multi-cœur ou bien les modes d'une fibre multimode comme des canaux de communication distincts (pouvant véhiculer, par exemple, un peigne de longueur d'onde WDM) est potentiellement à même de multiplier les performances atteintes avec les systèmes haut débit sur fibre monomode actuellement déployés. Des capacités intéressantes commencent déjà à être atteintes (record en laboratoire : 1.01 Pbits/s sur une fibre de 12 cœurs et avec multiplexage WDM - 222 canaux - sur une distance de propagation de 52 km [9]). Cependant, de façon globale, les débits atteints sont encore modestes comparés aux performances visées et sont principalement limités par des phénomènes liés à la propagation modale dont le couplage de modes.

Le réseau d'accès est aussi concerné par la montée en capacité. Pour faire face à la demande croissante en débit des utilisateurs, les paires de cuivre des technologies xDSL [4] sont remplacées par la fibre des technologies FTTH/C/B (Fibre To The Home /Curb/ Building) [5, 11]. Les réseaux d'accès optiques passifs Gigabit Passive Optical Network (GPON) [12] sont actuellement déployés par la majorité des opérateurs. Les réseaux d'accès WDM PON mettant en œuvre la technique WDM sont désormais retenus comme les futures générations de réseaux PON [13].

Le réseau domestique est le dernier maillon entre les réseaux d'accès des différents opérateurs et les terminaux des utilisateurs résidentiels. Il doit donc répondre aux contraintes des divers services en termes de débits, pour garantir la Qualité de Service (Quality of Service (QoS)) tout en restant simple d'installation et d'utilisation. Avec la prolifération des terminaux connectés, les contenus haute définition mais aussi l'arrivée des réseaux d'accès très haut débit tels que le Fiber To The Home (FTTH), la montée en capacité du réseau domestique est cruciale pour éviter que ce dernier ne soit un goulet d'étranglement pour les signaux. Afin de répondre à cette demande, des propositions de solutions en fibre plastique [14] et multimode [15] dans l'habitat commencent à apparaître.

Au cours de ce travail de thèse, une attention particulière a été réservée au cas du Réseau Local Domestique Optique (RLDO). Cette thèse se déroule dans le cadre d'un projet FUI12 Fonds Unique Interministériel - Réseau Local Domestique Optique (RLDO) qui a pour objectif de développer et de démontrer sur le terrain une solution complète de Réseau Local Domestique Optique haut débit et multi-format à forte évolutivité. Le réseau local domestique optique ainsi que les différentes architectures de réseaux considérées dans le projet seront décrites au niveau de la section suivante.

1.3 Généralités sur le RLDO et résultats préliminaires

1.3.1 Généralités sur le RLDO

Le Réseau Local Domestique (RLD) est le point de convergence de différents types de signaux : télévision, Internet ... et doit être perçu comme une extension du réseau d'accès haut débit. L'arrivée de l'optique dans la sphère domestique s'avère aujourd'hui une réalité pour augmenter les capacités. En effet, le déploiement des technologies d'accès haut débit, l'enrichissement des contenus (par exemple des vidéos en haute définition ou bien 3D) ou encore la prolifération des terminaux connectés dans la sphère domestique stimulent la montée de la demande en débit des habitats. De plus, à l'heure actuelle, les différents services sont transportés avec des supports différents favorisant la prolifération de sous-réseaux qui va s'avérer, dans l'avenir, pénalisante et même inacceptable pour l'utilisateur final [16]. Le RLD devra être capable de transporter les différents services de l'habitat (avec leurs différents formats de modulation) tout en supportant la demande en débit et donc fournir ainsi l'interfaçage haut débit avec le réseau d'accès. L'installation de la fibre optique combinée avec une connectique haut débit semble ainsi une solution à long terme.

Une approche évolutive du réseau local domestique est considérée dans le projet RLDO avec une première solution à court terme avec une topologie de réseau en étoile active multiformat et une solution à plus long terme avec une topologie de réseau en étoile passive multiformat.



FIGURE 1.1: Évolution du réseau local domestique d'après [17]

1.3.1.1 Topologie de réseau en étoile active multi-format

Cette architecture a pour avantage sa grande simplicité. De plus, la technologie actuelle permet déjà d'envisager son implémentation. Avec une telle topologie de

réseau, les signaux (flux Internet, signaux radiofréquences, etc.) sont agrégés puis multiplexés à l'aide d'un switch (commutateur) multiformat. Des liaisons en fibre optique point à point multiformats permettent le transport des signaux vers les différentes pièces de l'habitat équipées de points de terminaisons (ou prises) appelés « extenders ». Ce sont ces derniers qui permettent le démultiplexage des données et la distribution des divers flux vers les équipements appropriés.

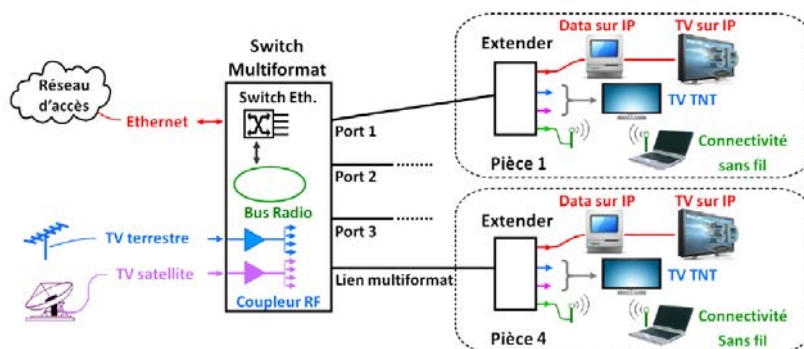


FIGURE 1.2: Architecture de réseau local domestique en topologie étoile active [16]

Divers sources peuvent être utilisées comme émetteur dans le réseau local domestique.

- *Diode Électro-luminescente (DEL) :*

Ces sources supportent plusieurs modes et sont souvent utilisées avec des fibres optiques multimodes aux longueurs d'onde autour de $850nm$. Les diodes électroluminescentes fonctionnent en régime d'émission spontanée et présentent ainsi une bande passante réduite mais une durée de vie importante, et un coût « faible ». Elles sont aussi peu sensibles aux variations de température. Ces avantages font que les DELs sont encore utilisées en télécommunication optique.

- *Laser à contre réaction distribuée (DFB) :*

Ce type de source est monomode longitudinale et émet autour de $1550nm$, longueur d'onde à laquelle la fibre optique en silice a une atténuation minimale. La diode laser DFB est ainsi une des sources les plus utilisées dans le domaine des télécommunications par fibre optique. Pour obtenir le caractère monomode longitudinal, un réseau de diffraction est gravé au niveau de la zone active du composant. La technologie de réalisation de ces diodes requiert une infrastructure de production plus conséquente, ce qui a un impact sur leur coût.

- *Laser à émission par la surface (VCSEL) :*

Un laser Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser (VCSEL) est un laser à cavité verticale ayant la spécificité d'émettre perpendiculairement à la surface du substrat, contrairement à un laser classique qui émet par la tranche. Les VCSEL sont réalisés par épitaxie à partir d'un substrat en Arsénure de Gallium (GaAs), pour des longueurs d'onde d'émission comprises entre 650 et 1300nm. La zone active d'un VCSEL est située entre deux couches de réseau de diffraction qui constituent la cavité laser. Ces réseaux sont réalisés par une alternance de plusieurs dizaines de couches d'indices de réfraction différents.

Le cône d'émission d'une source VCSEL permet un couplage efficace avec les fibres de type multimode. Leur coût de fabrication est faible, du fait que les VCSEL sont produits sous forme matricielle sur des substrats de grande taille avant d'être découpés individuellement. Ils peuvent ainsi être testés et caractérisés avant l'individualisation, ce qui permet une baisse significative du coût de fabrication.

L'augmentation de la capacité du switch multiformat $N \times N$ est limitée car elle est liée à une multiplication des fonctions d'émission, de réception, de multiplexage/démultiplexage etc. conduisant inévitablement à une augmentation du coût du réseau. Pour pallier à ces inconvénients, la topologie de réseau en étoile passive multiformat est proposée comme une solution à terme afin de profiter pleinement des possibilités offertes par le multiplexage en longueur d'onde.

1.3.1.2 Topologie de réseau en étoile passive multiformat

Dans cette topologie, le nœud central de l'architecture en étoile active est remplacé par un coupleur optique passif $N \times N$ [16, 18, 19] (Figure 1.3). Comme nous pouvons le voir au niveau du graphique, l'architecture physique du réseau est totalement transparente ce qui permet une mutualisation des ressources : le signal généré par l'équipement $n^{\circ}i$ et transporté avec la longueur d'onde λ_i est diffusé dans tout le réseau. Les équipements du réseau peuvent ainsi recevoir tous les flux diffusés dans le réseau et des filtres placés en amont permettent de sélectionner la longueur d'onde du service utile. Un filtre centré à la longueur d'onde λ_i en amont d'un équipement quelconque permet de réaliser une liaison entre ce dernier et l'équipement $n^{\circ}i$. Cette architecture permet, finalement, d'émuler plusieurs sortes de liaisons : point à point (le récepteur d'un seul équipement est équipé du filtre

centré en λ_i), point à multipoint (plusieurs équipements avec récepteur équipé de filtres centré en λ_i),

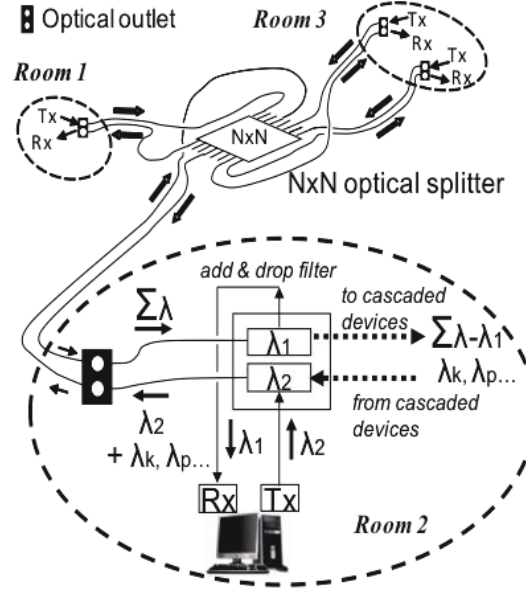


FIGURE 1.3: Architecture de réseau en topologie étoile passive [16]

Cette architecture a été testée sur de la fibre monomode standard avec plusieurs applications et différentes topologies [19]. Cette solution est facile à mettre en œuvre et a permis de prouver le concept du réseau local domestique optique passif multiformat ainsi que sa pertinence. Pour limiter le coût dans le cadre d’une utilisation en environnement résidentiel mais aussi faciliter l’installation et la maintenance, la technologie multimode semble également très intéressante. Toutefois, cette architecture passive multimode présente quelques verrous technologiques qui ont fait l’objet des études exploratoires que nous avons menées dans cette thèse. La section suivante présente les verrous liés à cette architecture et identifiés lors de la thèse de Francis Richard à ORANGE Labs [17].

1.3.2 Résultats expérimentaux préliminaires

L’architecture de réseau en étoile passive multimode est présentée à la Figure 1.3. Elle comprend des sources laser VCSEL, des sources lasers à émission par la tranche, des fibres multimodes à toutes les longueurs d’onde (850 nm, 1300 nm et 1550 nm), un coupleur optique multimode $N \times N$ et des multiplexeurs/démultiplexeurs optiques. Divers services ont été implémentés avec cette topologie : TV RF, ethernet, etc. avec différentes topologies logiques. Les problèmes qu’a

rencontrés F. Richard concernent essentiellement la répartition non uniforme des intensités sur les bras de sortie du coupleur multimode $N \times N$ [18, 20] et peuvent être résumés de la sorte :

- Lorsque la source utilisée est une source Diode Électroluminescente large bande en régime d'émission spontanée avec fibre amorce multimode et qu'elle est injectée dans la topologie en étoile passive à base de fibres multimodes, les puissances des bras de sortie du coupleur équilibré de l'étoile sont équilibrées (Figure 1.4a).
- Lorsque la source utilisée est un laser DFB à émission par la tranche avec fibre amorce monomode et qu'elle est injectée dans la topologie en étoile passive à base de fibres multimodes, les puissances des ports de sortie du coupleur équilibré de l'étoile sont déséquilibrées (Figure 1.4b).
- Lorsque la source employée est un laser VCSEL à émission verticale en régime d'émission stimulée avec fibre amorce multimode et qu'elle est injectée dans la topologie en étoile passive à base de fibres multimodes, les puissances des bras de sortie du coupleur multimode de l'étoile sont moins déséquilibrées que le cas de la source DFB (Figure 1.4c).

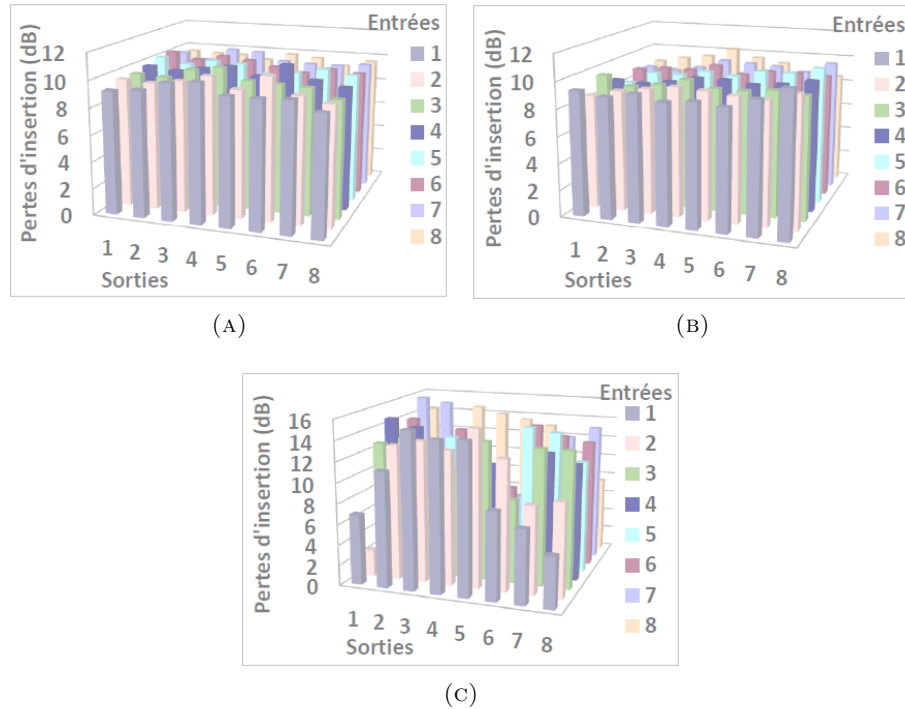


FIGURE 1.4: Puissance de sortie des coupleurs multimodes sous l'excitation de différentes sources : (A) Source large bande à 1310 nm ; (B) VCSEL à 850nm ; (C) laser DFB à 1550 nm ; ces résultats sont tirés de [16]

Pour être en mesure d'analyser ces résultats, il est important d'identifier le nombre de paramètres libres impliqués. Pour cela, remarquons que les sources à émission par la tranche sont couplées aux coupleurs ou fibres multimodes via une fibre amorce monomode aux longueurs d'onde d'émission des sources (1310 nm ou 1550 nm). Les sources VCSEL quant à elles sont couplées aux coupleurs ou fibres multimodes via une fibre amorce multimode aux longueurs d'onde d'émission des sources (850 nm, avec une pureté spectrale faible). Cela veut dire qu'il existe au moins trois paramètres distincts : le type de source (DEL/VCSEL/ laser à émission par la tranche), le type de fibres amorces utilisées pour coupler les sources à l'étoile passive (monomode ou multimode) et enfin les longueurs d'ondes des sources.

Si nous comparons les résultats obtenus avec ceux de l'étoile active (pour laquelle aucune difficulté n'est rencontrée), il apparaît que les coupleurs multimodes sont nécessairement impliqués dans la fluctuation des puissances observées. Nous suspectons que les propriétés modales des champs électromagnétiques injectés dans la fibre multimode (en amont du coupleur) sont des caractéristiques à étudier plus en détail. Une caractérisation fine de la propagation dans la fibre et les coupleurs du réseau sera donc d'une grande aide pour analyser et comprendre le RLDO en topologie étoile passive multimode.

1.3.3 Quel support de transmission pour le Réseau Local Domestique Optique ?

La fibre multimode à gradient d'indice est souvent déployée dans les bâtiments pour les réseaux locaux d'entreprise et des systèmes bas coût ont été développés pour exploiter ce support dans ce contexte. À court terme, elle constitue un excellent support de communication pour les réseaux domestiques. Cependant, elle est intrinsèquement limitée en bande passante par la dispersion intermodale. Déployer de façon définitive une fibre multimode serait ainsi un frein à l'évolutivité du réseau, en particulier la montée en capacité. La fibre monomode, plus performante, est souvent utilisée pour le réseau cœur et le réseau d'accès afin de construire des systèmes de communication très performants. Cependant, le coût associé à ces systèmes est relativement élevé voire déraisonnable pour permettre le déploiement à grande échelle de la fibre monomode dans les résidences. Le choix du support pour le réseau local domestique optique dépend fortement de l'évolution des services et de la capacité mais aussi des contraintes en matière de coût. De plus, installer

de la fibre multimode pour une première génération de réseaux domestiques pour la remplacer dans l'avenir par de la fibre monomode serait inefficace. Ces raisons ont fortement contribué au choix fait dans le cadre du projet RLDO de réaliser une nouvelle fibre offrant la possibilité de transmission multimode ou monomode suivant les besoins et sur la même fibre, donc sur la même infrastructure de réseau. Cette nouvelle fibre, que nous appellerons fibre RLDO dans la suite de ce manuscrit, est réalisée par **Prysmian Group** dans le cadre du projet RLDO.

Il est très utile de pouvoir faire une caractérisation fine des prototypes de fibres RLDO fabriqués. En effet, l'impact des processus de fabrication sur les caractéristiques et propriétés des échantillons réalisés peuvent amener ceux-ci à fonctionner de façon différente à ce qui est souhaité. Les informations fournies par la caractérisation peuvent aboutir à une rétroaction visant à améliorer les processus de fabrication. Cependant, du fait que des échantillons limités sont disponibles dans les premières étapes de la fabrication de la nouvelle fibre, l'outil de mesure à employer doit permettre d'avoir le maximum d'informations sur les propriétés du support à partir de la mesure de fibres optiques de longueurs relativement limitées (typiquement une centaine de mètres).

1.4 Objectifs de la thèse et différentes contributions scientifiques

Dans ce travail, nous apportons des outils et des modèles pour analyser la propagation de la lumière dans les fibres optiques et les composants (passifs) d'un réseau. L'objectif visé à partir de ces moyens d'analyse est d'accompagner les différentes étapes de la conception et de la fabrication de la fibre RLDO (par une caractérisation fine des propriétés des échantillons réalisés) mais aussi d'apporter des éléments qui nous permettront de comprendre ou d'apporter des explications aux phénomènes observés dans le réseau de topologie en étoile passive multimode. Une approche modale de la propagation en régime linéaire (nous considérons que les puissances injectées dans le réseau sont modérées) est privilégiée dans notre étude. Les modes de propagation sont des solutions de l'équation de propagation des ondes dans une fibre optique qui satisfont aux conditions aux limites. Un guide optique idéal est généralement considéré dans l'obtention de ces modes. Une adaptation du modèle est nécessaire pour étudier les fibres réelles (non idéales) ou soumises à des contraintes susceptibles de faire varier sa géométrie (courbures,

contraintes mécaniques, etc.) [21]. Dans une telle situation, les méthodes de mesure à employer doivent permettre d'accéder à une information plus riche et permettre de tester la fibre dans des conditions variées. Elles devraient aussi permettre d'analyser les fibres optiques à l'échelle d'un réseau domestique (100 à 200 m). La réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel - OFDR - qui présente une portée maximale de plusieurs centaines de mètres et une résolution minimale de l'ordre de quelques dizaines de micromètres [22] semble être la méthode la plus adaptée pour les caractérisations à mener (sachant que la réflectométrie optique à faible cohérence - Optical Low-Coherence Reflectometry (OLCR) - a une portée limitée à 1 m [23] et la réflectométrie optique dans le domaine temporel - Optical Time Domain Reflectometry (OTDR) - a une résolution de l'ordre du mètre [24]).

Un réflectomètre optique dans le domaine fréquentiel est ainsi développé pour les différentes mesures. En effet, le seul réflectomètre optique dans le domaine fréquentiel disponible commercialement (Optical Backscatter Reflectometer (OBR) de Luna Technologies) présente une portée d'environ 70 m pour une résolution de l'ordre de $20\ \mu\text{m}$, ce qui conviendrait aux études qui nous intéressent mais ne fournirait pas les informations complètes sur son architecture interne ainsi que les traitements des signaux auxquels sont sujets les données mesurées. Cela peut rendre délicate l'analyse des signatures mesurées dans certaines circonstances. De plus, afin d'avoir toute la flexibilité nécessaire à l'application des traitements numériques que nous envisageons (par exemple l'analyse temps fréquence sur les données brut mesurées sur une large bande) mais aussi dans le souci de pouvoir adapter l'instrument au gré des mesures (dans le but, par exemple, d'avoir plus d'informations pour lever une ambiguïté sur une signature quelconque mesurée), développer une chaîne de mesure OFDR est un choix bien pertinent. Par la suite, cet instrument est exploité pour accéder aux propriétés de guidage de la lumière dans un réseau optique. Les contributions scientifiques apportées au cours de cette thèse peuvent être résumées de la sorte :

- Mise en place d'un banc de mesure complexe OFDR et étude de la sensibilité à la phase du banc de mesure. L'impact de la non-linéarité du balayage de la source accordable (fréquence en fonction du temps) sur les performances de la mesure en intensité et en phase est étudié afin de tester la sensibilité à la phase du montage mis en place. Un filtre de phase comme étalon pour la mesure spectrale nous a permis de faire des mesures de Group Delay Dispersion (GDD) atteignant la valeur minimale $0.2\ \text{fs/nm}$ sur une bande de

fréquence optique large de 1 THz avec l'instrument réalisé. Cette valeur de dispersion minimale est limitée intrinsèquement par un bruit au niveau de l'étalon de dispersion par le biais d'effets dynamiques couplés à la mesure. D'ailleurs, ces effets dynamiques sur les signatures OFDR sont modélisés et étudiés par le biais d'effets Doppler couplés à la mesure OFDR.

- Une étude de la propagation de la lumière dans la fibre est aussi faite afin de montrer le caractère délicat de l'analyse des signatures interférométriques (quel que soit l'appareil de mesure) d'objets dispersifs. Cela permet aussi, par la même occasion, de discuter sur le choix des paramètres expérimentaux optimaux pour la résolution des modes de propagation. Aussi, lorsque les modes ne peuvent être séparés, l'incertitude sur la dispersion est définie et étudiée. Cette incertitude est fondamentale (ne dépend pas de la méthode de mesure mais du fait que les modes ne peuvent être séparés sur la plage spectrale d'analyse).
- Les problématiques soulevées par la mesure de dispersion de guides multimodes à partir de la phase du signal mesuré sont présentées pour motiver la transposition de l'analyse temps fréquence exploitée en OLCR au cas de l'OFDR afin de caractériser les échantillons de fibres multimodes. Les différences dans le traitement ainsi que les avantages d'une telle transposition sont discutés. Nous introduisons par la suite une analyse temps-fréquence adaptative afin d'accéder aux courbes de dispersion optimale avec la meilleure résolution effective et limiter les incertitudes sur la dispersion. Par la suite, nous avons pu, à l'aide de l'OFDR et des algorithmes d'analyse temps-fréquence développés, démontrer un comportement quasi-monomode de la fibre RLDO lorsqu'elle est excitée par le mode fondamental d'une fibre monomode standard.
- En dernier lieu, l'étude de la propagation dans les coupleurs multimodes nous a permis de mettre en évidence le fait que la réalisation et l'utilisation de ces composants sont basées sur des conditions d'excitation modale bien définies (distribution de l'énergie modale dans la fibre d'excitation). Ainsi, des puissances différentes en sortie du coupleur peuvent être observées en fonction de la répartition modale de l'énergie à l'entrée du coupleur. Cette analyse ainsi que les caractérisations modales effectuées apportent des explications aux

problèmes rencontrés avec le Réseau Local Domestique Optique de topologie en étoile passive multimode et nous ont permis de dégager des pistes pour réaliser un prototype fonctionnel.

1.5 Organisation du manuscrit

Cette thèse, orientée vers le développement d'outils de mesures et de modèles physiques pour contribuer à la compréhension des phénomènes liés à la propagation de la lumière dans les fibres optiques et les composants passifs (comme les coupleurs) à l'échelle d'un réseau local, fait ressortir deux principaux axes d'intérêt :

- En premier, le développement d'un banc de mesure adapté aux échelles de mesure (excursion) et permettant d'avoir le maximum d'informations sur l'objet sous test.
- Les méthodes d'extraction de l'information et d'analyse des résultats de mesures ainsi que la compréhension qu'elles apportent à propos du fonctionnement du système étudié.

Quatre chapitres composent ce mémoire de thèse.

Chapitre 2 : État de l'art sur la propagation dans la fibre et les méthodes de caractérisation

Nous présentons au niveau de ce chapitre le modèle de la propagation dans une fibre optique suivi d'un état de l'art sur les méthodes de caractérisation des fibres. Cette étude panoramique des méthodes de mesure est réalisée afin de déceler les techniques qui seraient à même de nous fournir le plus d'informations sur les caractéristiques de la fibre et, avec des échelles flexibles, nous permettre d'étudier en plus de la fibre les composants discrets d'un réseau. Cela nous permet ainsi de justifier le choix porté sur la réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel.

Chapitre 3 : Réflectométrie complexe dans le domaine fréquentiel - problématique et analyse des performances

Ce chapitre comporte essentiellement deux grands axes : en premier, des mécanismes limitant la sensibilité à la phase sont présentés puis les performances du

banc de mesure OFDR mis en place sont évaluées.

Chapitre 4 : Analyse de la propagation dans les fibres optiques multimodes

L'objectif de ce chapitre est de présenter des considérations fondamentales à prendre en compte pour analyser le réflectogramme d'un guide dispersif multimode. Nous introduisons aussi l'incertitude théorique sur les valeurs de dispersion mesurées lorsqu'il y a ambiguïté d'interprétation de la signature du guide. Puis, l'analyse temps-fréquence adaptative que nous proposons pour obtenir les diagrammes de dispersion des modes excités au niveau des fibres multimodes est présentée.

Chapitre 5 : Faisabilité d'un réseau local domestique optique de topologie en étoile passive à base de fibres multimodes

La propagation dans les coupleurs optiques multimodes et les fibres amorces des coupleurs est modélisée puis étudiée dans ce chapitre. Cette étude, accompagnée par les caractérisations effectuées, permet d'analyser le fonctionnement de la topologie de réseau en étoile passive à base de fibre multimode.

Chapitre 2

État de l'art sur la propagation dans les fibres et les méthodes de caractérisation

Ce chapitre est dédié à l'introduction de quelques notions sur les fibres optiques dont nous parlerons tout au long de ce manuscrit. Nous abordons notamment les notions de modes de propagation ainsi que certaines caractéristiques fondamentales des modes des fibres optiques.

Ensuite, nous ferons une description succincte de quelques-unes des méthodes pour accéder à ces caractéristiques. Parmi ces méthodes, nous détaillerons le principe de la modulation de la phase (« *Phase-Shift Method* ») et de la réflectométrie à faible cohérence afin de les positionner par rapport à la réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel qui sera plus largement développée dans la suite.

2.1 Modèle de la propagation dans une fibre optique

2.1.1 Notions de modes de propagation

Une fibre optique conventionnelle en silice est un guide d'ondes composé d'un cœur en silice dopée et d'une gaine optique en silice. Sa symétrie est cylindrique et, dans le cas idéal, l'indice de réfraction de la fibre ne dépend que de la position par rapport à l'axe de la fibre r tel que nous l'illustrons au niveau de la Figure 2.1. Les

fibres les plus fréquemment rencontrées sont les fibres à saut d'indice et à gradient d'indice schématisées sur la Figure 2.1.

Le transport de la lumière par la fibre optique se fait suivant des modes de propagation. Il faut noter qu'il existe un ensemble fini de modes guidés dans le cœur et un continuum de modes évanescents se propageant en dehors du cœur. Les modes de la fibre correspondent à des solutions de l'équation de propagation des ondes électromagnétiques qui satisfont aux conditions aux limites imposées par la structure de la fibre (géométrie cylindrique).

L'ensemble des modes guidés est décrit par l'équation caractéristique de la dispersion [25–27] qui permet d'obtenir les constantes de propagation ($\beta_{\nu\mu}$) des différents modes. Les modes d'une fibre optique sont classés en deux catégories $HE_{\nu\mu}$ et $EH_{\nu\mu}$ ($HE_{\nu\mu}$ si le champ électrique est relativement plus fort, $EH_{\nu\mu}$ si le champ magnétique est relativement plus fort). Les modes $HE_{0\mu}$ et $EH_{0\mu}$ ($\nu = 0$), sont appelés $TE_{0\mu}$ et $TM_{0\mu}$ à cause de leur similarité avec les modes TE (Transverse Electric) et TM (Transverse Magnetic) des modes des guides planaires [25].

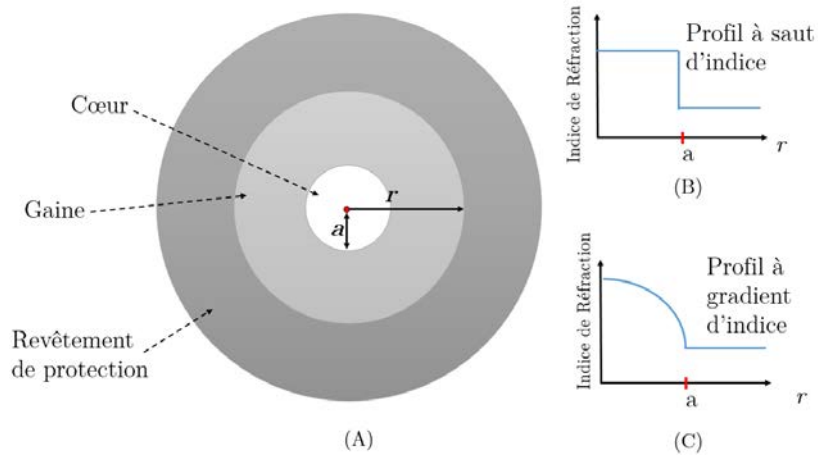


FIGURE 2.1: (A) Représentation schématique de la structure d'une fibre optique ; (B) profil à saut d'indice ; (C) profil à gradient d'indice

Lorsque la différence d'indice relative Δ définie par :

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \quad (2.1)$$

est faible ($\Delta \ll 1$), alors les modes $HE_{2,\mu}$, $TE_{0,\mu}$ et $TM_{0,\mu}$ ($\mu = 1, 2, \dots$) sont décrits par des équations de dispersion identiques. Ces différents modes ont donc les mêmes constantes de propagation et les courbes de dispersion associées sont triplement dégénérées. Il en est de même pour les modes $HE_{\nu,\mu}$ et $EH_{\nu-2,\mu}$ ($\nu \geq 3$)

qui sont donc associés à une courbe de dispersion doublement dégénérée. La condition $\Delta \ll 1$ initialement posée est appelée condition de guidage faible [26, 27] et, lorsqu'elle est vérifiée, il est plus commode d'adopter une nouvelle nomenclature des modes. Il s'agit de la décomposition en groupes de modes Linéairement Polarisés (LP). Les modes LP sont ainsi des combinaisons linéaires de modes avec les mêmes constantes de propagation mais des distributions de champs différents. Leurs courbes de dispersion sont illustrées en Figure 2.2 sur le diagramme calculé après résolution des équations de dispersion pour une fibre à saut d'indice en régime de guidage faible (pour un indice de cœur $n_1 = 1.5$ et de gaine $n_2 = 1.49$). Au niveau de ce graphique, le paramètre V est la fréquence normalisée définie par :

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (2.2)$$

avec a rayon du cœur de la fibre et λ la longueur d'onde.

Pour une fibre à gradient d'indice, la décomposition en mode LP est aussi employée lorsque les conditions de guidage faible et de gradient faible sont vérifiées.

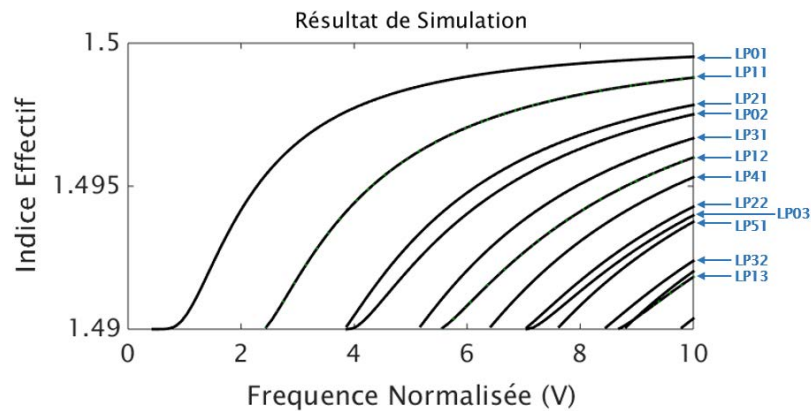


FIGURE 2.2: Graphique de dispersion des modes d'une fibre à saut d'indice

La décomposition des modes de fibres sur une base de modes linéairement polarisés montre que lorsque l'on caractérise des fibres optiques, soit par analyse interférométrique soit par mesure du temps de propagation de la lumière, il n'est pas possible de savoir combien de modes sont effectivement excités dans la fibre. Même une caractérisation complètement vectorielle du champ électromagnétique après propagation (c'est à dire avec une analyse polarimétrique) est ambiguë et seul le nombre de groupes de modes LP effectivement excités peut être identifié (et non pas le nombre de modes).

2.1.2 Caractéristiques de propagations des fibres optiques

2.1.2.1 Dispersion Intermodale

La dispersion intermodale vient du fait que les modes de la fibre se propagent à des vitesses différentes ce qui a pour conséquence d'élargir les impulsions transmises. Les temps de propagation maximum (t_{max} , pour les modes les plus rapides) et minimum (t_{min} , pour les modes les plus lents) sont exploités pour quantifier la dispersion intermodale D_i (exprimée en ps / km) définie par :

$$D_i = \frac{t_{max} - t_{min}}{L} = \frac{\Delta t}{L} \quad (2.3)$$

avec L étant la longueur de la fibre. Les profils à gradient d'indice sont exploités pour réduire la différence de temps de propagation entre les modes les plus rapides et les modes les plus lents. Cela permet d'augmenter la bande passante de la fibre en réduisant la séparation entre les groupes de modes.

2.1.2.2 Dispersion Chromatique

La dispersion chromatique est un élément important dans les communications optiques haut débit. Elle résulte d'une variation de l'indice de réfraction (et donc de la constante de propagation) en fonction de la longueur d'onde de la lumière. Ainsi, et compte tenu du fait que les signaux modulés utilisés en transmission optique possèdent une étendue spectrale non nulle, les composantes spectrales du signal voient des indices de réfraction différents et subissent donc des retards de propagation différents, induisant un élargissement temporel des impulsions. Pour décrire l'impact de la dispersion sur la propagation d'une impulsion, nous avons recours au développement de Taylor de la constante de propagation autour de la fréquence centrale de la source :

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_2 + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3\beta_3 + \dots \quad (2.4)$$

avec :

$$\beta_k = \left(\frac{d^k \beta}{d\omega^k} \right)_{(\omega=\omega_0)} \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (2.5)$$

Le terme β_2 (unité : s^2/m) est le paramètre de dispersion de la vitesse de groupe (Group Velocity Dispersion (GVD)) [25, 28] responsable de l'élargissement des impulsions. Il est obtenu en différentiant β_1 (qui représente l'inverse de la vitesse à laquelle se propage l'enveloppe de l'impulsion) par rapport à la pulsation ω . La dispersion chromatique, notée D (unité : $ps/nm \cdot Km$), est plus souvent utilisée dans le dimensionnement des systèmes de télécommunication optique. Elle est liée au paramètre de GVD par l'Equation 2.6 [28].

$$D = \frac{-2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (2.6)$$

où λ représente la longueur d'onde et c la vitesse de la lumière dans le vide.

2.1.2.3 Dispersion de modes de polarisation

Une fibre idéale à symétrie cylindrique parfaite présente deux modes dégénérés suivant les deux axes du plan transverse : ces deux modes ont des caractéristiques de propagation identiques. Cependant, du fait des variations de la symétrie de la fibre, de contraintes mécaniques liées aux câblages etc., une levée de dégénérescence peut se produire ce qui signifie que les deux modes vont se propager avec des constantes de propagation différentes. Ce phénomène est appelé biréfringence. La biréfringence varie de manière aléatoire dans la fibre et les fluctuations aléatoires des états de polarisation se matérialisent par un élargissement temporel des impulsions. L'évolution de la dispersion de mode de polarisation - Polarization Mode Dispersion (PMD) - a fait l'objet de nombreuses études, ce qui a permis de caractériser la variance de l'élargissement induit au cours de la propagation et d'évaluer la bande passante. Cette variance est donnée par la relation suivante [29] :

$$\sigma^2(z) = 2(l_c \Delta\beta_1)^2 \left[e^{-\frac{z}{l_c}} + \frac{z}{l_c} - 1 \right] \quad (2.7)$$

où l_c est appelée longueur de corrélation (longueur à partir de laquelle deux états de polarisation ne sont plus corrélés).

2.2 Méthodes de mesure de la dispersion

2.2.1 Phase-Shift Method (méthode de la modulation de la phase)

Un signal sinusoïdal modulé à la fréquence ν_m propagé dans la fibre subit un décalage de phase $\Phi(\lambda)$ variable avec la longueur d'onde et défini par [30] :

$$\Phi(\lambda) = 2\pi\nu_m\tau(\lambda) \quad (2.8)$$

où $\tau(\lambda)$ représente le temps de propagation dans la fibre. La possibilité de mesurer ce décalage de phase est la base de la méthode de la modulation de la phase. La mise en œuvre expérimentale est décrite de façon simplifiée à la Figure 2.3. Le principe de la mesure [31] consiste à injecter dans la fibre sous test un signal quasi-monochromatique modulé par un signal de référence obtenu à l'aide d'un générateur de signaux radiofréquence. Un voltmètre vectoriel permet de lire la différence de phase entre le signal qui s'est propagé dans la fibre et le signal de référence. Ce déphasage par rapport au signal de référence dépend de la longueur d'onde et est donné par la relation 2.8 à partir de laquelle il est possible d'extraire le temps de groupe. Répéter cette opération plusieurs fois en faisant varier la longueur d'onde permet ainsi de reconstruire la dépendance du temps de groupe à la longueur d'onde. La différentiation du temps de groupe par rapport à la longueur d'onde permet de retrouver la dispersion chromatique.

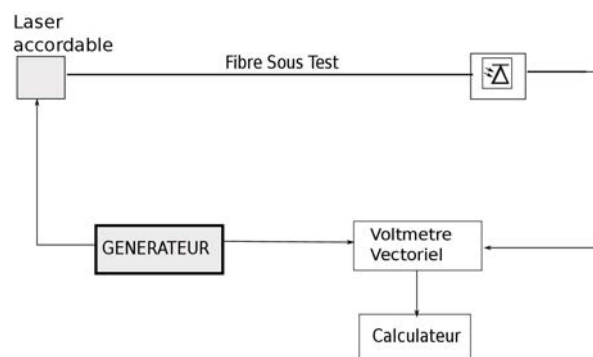


FIGURE 2.3: Schéma descriptif de la méthode de la modulation de la phase

Plus la fréquence de modulation est élevée (de l'ordre du GHz, voir au delà), plus la précision de la mesure de dispersion est bonne. Notons aussi que la précision sur la valeur de dispersion dépend aussi de la précision sur la longueur d'onde de la source laser accordable (de l'ordre du pm pour les laser les plus précis).

Il faut noter que les traitements électroniques du signal entraînent des limitations fondamentales à la méthode de la modulation de la phase. Par exemple, la résolution en mesure de phase ainsi que la nécessité de ne pas dépasser 2π lorsque la différence de phase entre deux incréments de longueur d'onde est calculée entraînent une limitation sur la dispersion mesurable. Cette méthode n'est ainsi pas adaptée à l'analyse de composants optiques ou des fibres dont les longueurs sont de l'ordre du mètre. De plus, du fait qu'il est nécessaire de répéter la mesure à différentes longueurs d'ondes pour accéder à la dispersion du temps de groupe, la méthode de la modulation de phase manque de flexibilité.

2.2.2 OLCR - Optical Low Coherence Reflectometry

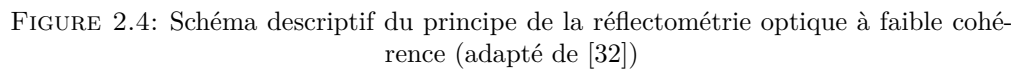
Une description schématique du principe de l'OLCR (réflectométrie optique à faible cohérence) est donnée en Figure 2.4. Il consiste en un interféromètre de Michelson, avec à l'un de ses bras dit **de mesure**, l'objet sous test et, au niveau du second bras dit **de référence**, un miroir amovible permettant de réaliser un temps de retard variable. Une source large bande est employée pour éclairer le système interférométrique ainsi formé. Le miroir amovible est translaté à vitesse constante pendant la mesure. Lorsque le temps de propagation d'une réflexion dans l'objet sous test coïncide avec le temps de retard réalisé par le miroir amovible, des franges d'interférences sont obtenues. La distribution de ces systèmes de frange en fonction de la position du miroir constitue le réflectogramme qui donne une cartographie des réflexions au niveau de l'objet sous test. Ce système permet, par exemple, dans le cas d'une fibre monomode sans cassure, d'obtenir deux interférogrammes correspondant aux réflexions au niveau de la face d'entrée et de terminaison de la fibre.

La résolution spatiale théorique de l'instrument est déterminée à partir de la largeur spectrale $\Delta\lambda$ de la source large bande et vaut (pour une mesure en réflexion) :

$$R = \frac{\lambda_0^2}{2n_g\Delta\lambda} \quad (2.9)$$

avec n_g l'indice de groupe de la fibre ; λ_0 est la longueur d'onde centrale de la source. La résolution vaut typiquement $20\mu m$ pour une source de largeur 50 nm à $\lambda_0 = 1550\text{ nm}$.

Le signal interférentiel d'un second interféromètre (non représenté au niveau de


$$\beta_1 = \frac{1}{2L} \frac{d}{d\omega} (\Phi_{out} - \Phi_{in}) \quad (2.10)$$

Lorsque les temps de propagation de groupe des modes sont suffisamment proches pour engendrer un recouvrement des différents interférogrammes, l'extraction de la dispersion chromatique pour chaque mode à partir de la phase devient difficile. Pour contourner ce problème de recouvrement des signatures interférométriques des modes, un filtrage dans le domaine fréquentiel (pour traiter les composantes spectrales séparément) peut être réalisé. La procédure complète est décrite par l'organigramme de la Figure 2.5 tirée de [33]. L'OLCR permettant de mesurer la fonction de transfert de l'objet sous test dans le domaine temporel, celle-ci (la fonction de transfert) est transposée dans le domaine spectral avec une transformée de Fourier (après l'application d'une transformée de Hilbert pour retrouver le

signal analytique). Un filtrage gaussien est ensuite appliqué à la fonction de transfert dans le domaine fréquentiel. La transformée de Fourier du signal filtré permet de retrouver le réflectogramme à la longueur d'onde du filtre. De plus, en variant celle-ci dans la plage spectrale d'analyse et en répétant la même opération, un ensemble de réflectogrammes dépendant de la longueur d'onde est ainsi obtenu. La cartographie temps - longueur d'onde ainsi réalisée permet une extraction directe de la dispersion du temps de groupe en fonction de la longueur d'onde.

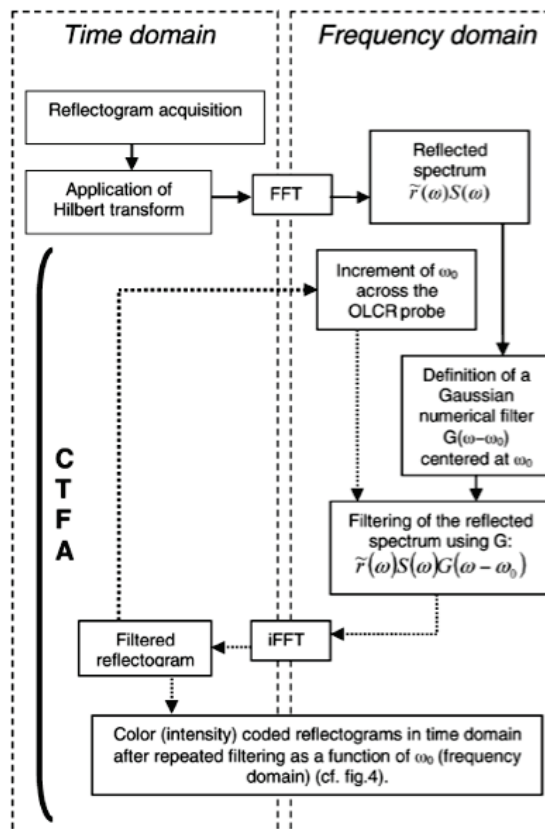


FIGURE 2.5: Organigramme décrivant la méthode d'analyse temps - fréquence pour exploiter les mesures OLCR [33]

La portée de l'OLCR est limitée à des composants et fibres de longueurs de l'ordre du mètre (jusqu'à 1.6 m dans [23]). Ceci est dû au fait que l'excursion du miroir amovible est limitée pour des raisons pratiques (maintient d'une trajectoire quasiment « linéaire » du miroir - vitesse typique de 1mm/s -, etc.) à des longueurs de l'ordre du mètre. L'OLCR, avec les méthodes de traitement décrites, est ainsi un outil précieux pour l'analyse des guides optiques intégrés fortement dispersifs ou des composants à cristaux photoniques. Plusieurs éléments dans la littérature montrent l'application de l'OLCR avec succès dans l'analyse de ce type d'objets optiques comme les guides à cristaux photoniques [34–37], les fibres spéciales ou

fortement dispersives [23, 34, 38] ou des coupleurs en optique intégrée et résonateurs annulaires [39–41]. Toutefois, elle n'est pas adaptée en ce qui concerne les fibres multimodes avec des dispersions modérées (car il est parfois nécessaire de mesurer des échantillons de longueur supérieure à 1 m afin de résoudre les groupes de modes excités) ou dans le cas de l'analyse de composants optiques fournis avec des fibres amorfes de longueurs supérieures à 1 m (comme c'est souvent le cas avec les coupleurs en optique guidée livrés avec des fibres amorfes de 1 à 5 m).

2.2.3 OFDR – Optical Frequency Domain Reflectometry

La réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel (OFDR) est une technique à haut potentiel du fait qu'elle a une résolution spatiale du même ordre de grandeur que l'OLCR (dizaines de micromètres) avec une portée avoisinant quelques centaines de mètres. Le concept est inspiré des systèmes radar à onde entretenue (Frequency Modulated Continuous Wave (FMCW) radar) [42]. La Figure 2.6 permet de décrire l'implémentation de l'instrument en mode réflexion et transmission.

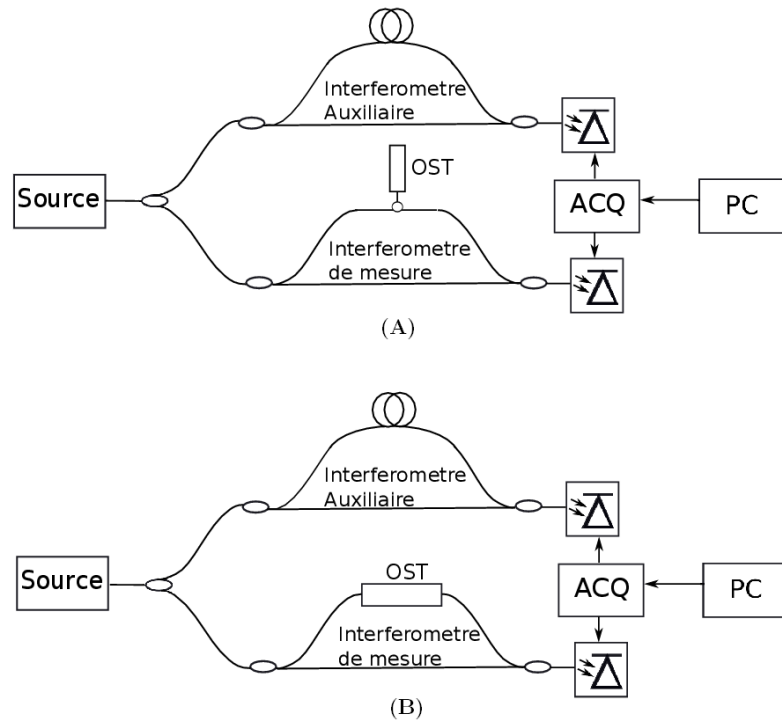


FIGURE 2.6: Montage de réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel. (A) Mesure en mode réflexion. (B) Mesure en mode transmission. OST : Objet Sous Test ; ACQ : Acquisition du signal de battement ; PC : Ordinateur

Il est constitué d'un interféromètre principal pour la mesure avec, à l'un de ses bras, l'objet sous test (OST) et d'un interféromètre auxiliaire (ou interféromètre de référence) pour l'acquisition des données. Les deux montages présentés (réflexion et transmission) sont à base d'interféromètres de type Mach-Zehnder en fibre optique standard et ne présentent aucune différence fondamentale dans le principe. En pratique, le banc de mesure que nous avons mis en place permet de passer très simplement du mode réflexion à la configuration en transmission (et vice-versa). Nous considérons une mesure en transmission pour simplifier la description des notions de base de la réflectométrie dans le domaine fréquentiel, quoi que les notions abordées soient à considérer pour les deux modes.

Pour une source dont le balayage $\nu(t)$ est linéaire, de vitesse γ et de fréquence initiale ν_0 ($\nu(t) = \nu_0 + \gamma t$ est la fréquence instantanée du laser), le champ électrique peut être écrit sous la forme :

$$E_{Source} \propto e^{j2\pi(\nu_0 + \frac{\gamma}{2}t)t} \quad (2.11)$$

Notons τ_0 le retard subi par la lumière de cette source dans le bras de référence et τ_1 le retard dans le bras de mesure (bras comprenant le dispositif sous test) et prenons $T(\nu) = A(\nu)e^{j\Phi(\nu)}$ la fonction de transfert de l'objet à tester (OST). Par souci de simplicité de la description de l'instrument, nous supposons que les états de polarisation sont les mêmes dans les deux bras de l'interféromètre (en pratique, des contrôleurs de polarisation seront utilisés) et que les propriétés de l'objet sous test sont statiques sur la durée de la mesure. La partie variable du signal détecté (battement entre le signal de référence et la lumière ayant éclairé l'OST) s'exprime sous la forme suivante [43, 44] :

$$I_{det}(t) \propto A(\nu) \cdot \cos(2\pi(\tau_1 - \tau_0)\gamma t + \Phi(\nu) + \phi) \quad (2.12)$$

ϕ étant une constante de phase. Les composantes continues ne sont pas présentées dans cette expression. Ainsi, le signal de battement est modulé en amplitude par l'amplitude de la fonction de transfert de l'objet sous test et, en phase, par la phase de sa fonction de transfert. La fréquence du battement observé est déterminée par la vitesse de balayage de la source et la différence de temps de retard entre les deux bras de l'interféromètre de mesure ($\nu_{battement} = (\tau_1 - \tau_0)\gamma = \delta\tau_1\gamma$ avec $\delta\tau_1 = (\tau_1 - \tau_0)$ la différence de temps de retard). L'échantillonnage du signal avec un

TABLE 2.1: Comparaison des différentes méthodes de caractérisation

Méthodes	Information accessible	Avantages	Faiblesses
Phase Shift	- Dispersion	- Portée longue	- Dispositif complexe - Inadapté aux composants courts
OLCR	- Pertes - Défauts localisés - Dispersion	- Adaptée aux composants courts - Résolution (dizaines de μm)	- Dispositif complexe - Portée très limitée (1 m)
OFDR	- Pertes - Défauts localisés - Dispersion	- Portée (centaines de m) - Résolution (dizaines de μm)	- Inadaptée aux mesures très longue portée (centaines de Km)

pas constant dans le domaine fréquentiel puis l'application d'une transformation de Fourier numérique permet d'obtenir le réflectogramme constitué d'un pic centré en $\delta\tau_1$ et contenant l'information sur l'objet à tester (un pic centré en $-\delta\tau_1$ est aussi obtenu du fait de la symétrie Hermitienne de la transformée de Fourier). Lorsqu'il est possible d'avoir plusieurs trajets induisant des temps de retard différents τ_i au niveau de l'objet sous test, comme dans le cas des fibres multimodes pour lesquelles les modes se propagent avec des temps de groupes différents, plusieurs pics centrés aux différences de temps de retard $\delta\tau_i = (\tau_i - \tau_0)$ correspondant sont détectés au niveau du réflectogramme. Le signal de l'interféromètre auxiliaire (voir Figure 2.6) alimenté par la même source est exploité pour mesurer la fréquence instantanée du laser et permettre un échantillonnage à pas constant dans le domaine fréquentiel du signal de l'interféromètre de mesure.

2.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous rappelons succinctement le modèle de la propagation dans une fibre optique en considérant une fibre à saut d'indice dans un régime faible guidage. Les méthodes de mesures pour accéder aux propriétés d'un guide optique sont ensuite présentées.

Le Tableau 2.1 fait un résumé comparatif des caractéristiques de quelques-unes des méthodes les plus usitées pour caractériser les fibres optiques. Notons que la méthode de la modulation de la phase est bien établie pour les mesures de dispersion chromatique mais elle n'est adaptée qu'aux fibres monomodes. L'OLCR permet de caractériser des guides multimodes mais elle est cependant limitée par

sa portée (environ 1 m).

La très grande étendue de possibilité offerte par la polyvalence et la capacité d'adaptation de la réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel en fait un outil fort intéressant pour la caractérisation des fibres multimodes et l'étude de la propagation dans un réseau. Sa portée (centaines de m) alliée à une résolution de la dizaine de micromètres en fait l'une des techniques les plus adaptées pour l'analyse des fibres optiques multimodes.

Chapitre 3

Réflectométrie complexe dans le domaine fréquentiel : problématiques et analyse des performances

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à la phase du signal OFDR qui a été jusqu'à présent très peu exploitée dans la littérature mais qui apporte cependant une plus grande diversité d'informations.

Par expérience avec l'OLCR, nous savons que les problèmes de synchronisation d'horloge sont délicats. Des études sont menées sur les mécanismes de synchronisation d'horloge dans le cadre spécifique de l'OFDR. Nous mettons en évidence une désynchronisation d'horloge liée à la longue fenêtre spatiale de l'OFDR mais aussi des phénomènes spécifiques liés à l'effet Doppler. Enfin, nous nous intéressons aux performances du banc développé notamment en termes de sensibilité.

3.1 Enjeux et problématiques de la réflectométrie complexe dans le domaine fréquentiel

3.1.1 Gestion de l'horloge en réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel

Les signaux mesurés par OFDR puis échantillonnés à intervalle d'horloge régulier dans le domaine temporel présentent souvent une certaine distorsion du fait que le balayage en fréquence des sources laser est généralement non-linéaire. Cette distorsion induit des erreurs sur la phase du signal de mesure. Les stratégies adoptées dans la littérature pour faire face à ce problème d'horloge sont principalement basées sur un échantillonnage du signal mesuré à intervalles réguliers dans l'espace des fréquences plutôt que dans le temps [45]. Pour expliquer le principe de cet échantillonnage régulier en fréquence, considérons une source avec un balayage quelconque $E_s(t) = e^{j\varphi(t)}$, avec $\varphi(t)$ la phase du champ électrique du laser. La partie variable du signal détecté est alors écrit sous la forme :

$$I(t) \propto \cos(\varphi(t) - \varphi(t - \tau_0)) \quad (3.1)$$

Le développement en série de Taylor de la phase retardée $\varphi(t - \tau_0)$ permet de développer le terme $\varphi(t) - \varphi(t - \tau_0)$ sous la forme :

$$\varphi(t) - \varphi(t - \tau_0) = 2\pi\nu(t)\tau_0 - 2\pi \sum_{n=2}^{\infty} \frac{(\tau_0)^n}{n!} \nu^{(n-1)}(t) \quad (3.2)$$

où $\nu(t)$ est la fréquence instantanée du laser. Lorsque les termes d'ordre supérieur de l'Equation 3.2 sont négligeables, c'est-à-dire lorsque $\tau_0^2 \left(\frac{d\nu}{dt}\right) \ll 1$, la partie variable du signal détecté, exprimé en fonction de la fréquence instantanée optique, est donnée par :

$$I(\nu) \propto \cos(2\pi\nu\tau_0) \quad (3.3)$$

Le signal obtenu est considéré comme périodique dans l'espace de la fréquence optique. La contrainte $\tau_0^2 \left(\frac{d\nu}{dt}\right) \ll 1$ signifie que la fréquence instantanée du laser varie lentement sur un intervalle de temps égal à la différence de marche entre

le bras de mesure et le bras de référence (τ_0) de l'interféromètre considéré. Ces franges d'interférence, périodiques dans l'espace de la fréquence optique, peuvent servir de signal d'horloge pour synchroniser la mesure et réaliser un échantillonnage régulier en fréquence. L'interféromètre auxiliaire est utilisé dans le but d'avoir ce signal de référence. Takada [46], Passy et al [47] puis Glombitza et BrinkMeyer [48] introduisent l'utilisation de ce battement comme signal d'entrée d'un trigger qui fournit les instants d'échantillonnage du signal de l'interféromètre de mesure. Dans toute la suite de ce manuscrit, nous appelons cette approche **mode synchrone** par rapport au **mode asynchrone** pour lequel le signal d'horloge est enregistré en parallèle avec le signal de mesure afin de réaliser ultérieurement une correction de ce dernier à l'aide de traitements numériques. Plusieurs procédures basées sur cette dernière approche existent. Par exemple, Ahn [49] propose l'extraction de la fréquence instantanée du laser à partir de la transformée de Hilbert du signal de battement mesuré au niveau de l'interféromètre auxiliaire et, par la suite, un ré-échantillonnage du signal de l'interféromètre de mesure est effectué aux instants t_i qui sont tels que les fréquences $\nu(t_i)$ soient régulièrement espacées. Ce ré-échantillonnage est effectué à l'aide d'interpolations numériques. Cette approche présente l'avantage d'étendre la portée de l'OFDR par rapport au mode synchrone, ce dernier ayant une excursion limitée à la moitié du retard au niveau de l'interféromètre de référence (pour respecter le principe de Shannon). Elle demande cependant plus de temps de calcul et ne se prête pas à une observation en temps réel des réflectogrammes.

La correction des données permet d'améliorer considérablement les performances de l'OFDR en termes de résolution et de rapport signal à bruit. Les limites de la correction méritent cependant d'être posées et étudiées, surtout pour la phase du signal de mesure. En effet, l'hypothèse $\tau_0^2(\frac{d\nu}{dt}) \ll 1$ n'est pas facilement vérifiable en pratique et peut conduire à considérer un interféromètre de référence très court. Cependant, du fait que le balayage n'est pas linéaire, il est difficile de garantir que la fréquence optique instantanée au niveau de l'interféromètre de référence est identique à celle de la lumière ayant éclairé l'interféromètre de mesure. Ceci est plus marqué lorsque les différences de marche au niveau des deux interféromètres sont très différentes, comme dans le cas d'un objet sous test de longueur importante. Cela pose ainsi le problème de la désynchronisation de l'horloge lorsque le signal de l'interféromètre de référence ne permet plus d'échantillonner régulièrement en fréquence le signal de mesure. L'impact de la désynchronisation sur l'intensité du signal est exploré de diverses manières (essentiellement pour de longues distances).

Mais il faut noter que la désynchronisation pose aussi le problème sur la possibilité de mesurer la phase avec précision. Ce point n'est pas exploré dans la littérature sur l'OFDR (les erreurs de phases liées à des problèmes d'échantillonnage sont cependant étudiées dans la littérature sur la tomographie par cohérence optique -Optical Coherence Tomography (OCT)- [50, 51]).

3.1.2 Problématique d'horloge associée à la linéarité du balayage du laser

La synchronisation d'horloge entre l'interféromètre de référence et la mesure est un point essentiel en réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel. Diverses façons d'énoncer et d'étudier ce problème sont présentes dans la littérature. Par exemple, Fan et al. [52, 53] s'y intéressent en le posant en termes de bruit de phase du laser au-delà de la longueur de cohérence L_c . Ils montrent une dégradation du rapport signal à bruit en plus d'un élargissement des pics correspondant à des réflexions positionnées au-delà de L_c . Une méthode de compensation pour des réflexions dont la position est un multiple de L_c est proposée. Le temps de cohérence T_c du laser est défini dans cette étude comme étant une fraction de temps durant laquelle le balayage est linéaire ; de plus, l'interféromètre de référence utilisé est tel que la différence de temps de groupe entre ses bras est environ égale à T_c .

Cette approche améliore grandement les performances en rapport signal à bruit pour les mesures longue portée. Cependant, elle semble difficile à appréhender du fait que le temps de cohérence n'est pas clairement défini (d'un point de vue général, la définition du temps de cohérence pour un laser accordé en fréquence de façon continue n'est pas clairement établie dans la littérature actuelle). La détermination en pratique de celle-ci n'est pas explicitement mentionnée. D'un autre côté, le balayage pour un laser donné n'est, à priori, pas strictement reproductible. De ce fait, L_c n'est plus nécessairement fixe et des erreurs d'échantillonnages sont susceptibles d'apparaître.

Moore [54] s'intéresse aux problèmes de non-linéarité du balayage (de la fréquence en fonction du temps) du laser en remarquant que l'approximation menant à la relation 3.3 n'est pas nécessairement vérifiée pour les lasers actuels avec des vitesses de balayage très rapides (jusqu'à quelques milliers de nanomètres par seconde pour les plus rapide). Pour un interféromètre de différence de marche relativement long, typiquement une trentaine de mètres, et une vitesse de balayage moyenne

proche d'une centaine de nanomètres par seconde, l'approximation n'est plus nécessairement valide ($\tau_0^2(\frac{d\nu}{dt}) \approx 1$ la condition interféromètre court n'est donc pas vérifiée) et les termes d'ordre supérieur du développement de Taylor doivent être pris en compte. Toutefois, en considérant l'approche introduite par Moore [54], un seul terme est compensé à la fois. La méthode de compensation introduite ([54]) nécessite de réaliser deux mesures. Une ligne à retard est rajoutée en amont de l'interféromètre de référence avant de réaliser la seconde mesure (l'instrument est donc modifié entre les deux expériences). La méthode employée suppose implicitement que la non-linéarité du balayage est constante entre les deux mesures, ce qui n'est pas obligatoirement vérifié par un laser OFDR quelconque. Remarquons aussi qu'une détermination du terme à compenser nécessite une connaissance précise du balayage de la fréquence en fonction du temps.

Dans le cadre de ce travail, nous visons une réflectométrie complexe dans le domaine fréquentiel. Nous allons ainsi étudier les problématiques soulevées au niveau des précédents paragraphes sous l'angle de vue relativement plus général de la synchronisation d'horloge entre l'interféromètre de référence et l'interféromètre de mesure afin d'avoir une meilleure compréhension sur les phénomènes et ainsi discuter sur la possibilité d'accéder avec précision à l'information de la phase. Nous nous interrogerons ainsi sur les limites de la dispersion que nous pouvons mesurer, aspect qui n'est pas traité dans les travaux cités. Pour ce faire, outre les problèmes d'horloge du fait de la non-linéarité du laser, l'impact des caractéristiques de dispersion chromatique des fibres constituant l'interféromètre de référence est aussi un élément que nous prendrons en considération.

3.1.3 Influence de la dispersion des fibres constituant l'interféromètre auxiliaire

Pour la plupart des instruments de réflectométrie dans le domaine fréquentiel, les interféromètres (de référence et de mesure) sont réalisés en fibre monomode standard. Ceci offre beaucoup de souplesse de reconfigurabilité. La fibre monomode standard présente une dispersion chromatique de l'ordre de 20 ps/(nm.km) à 1550 nm. Cette dispersion peut avoir un impact sur le signal d'horloge déterminé par l'interféromètre de référence. Un effet typique de la dispersion chromatique est l'introduction d'un « chirp » au niveau des franges d'interférences mesurées. Son impact dans la correction des données n'est généralement pas considéré dans la littérature. Cependant, elle n'est pas nécessairement négligeable surtout lorsque la

différence de marche de l'interféromètre auxiliaire est importante (jusqu'à 10 km [55]).

En résumé, en plus de la problématique relative à la non-linéarité du balayage du laser, la dispersion chromatique de l'interféromètre de référence rend plus délicat le problème de l'horloge en introduisant un « chirp » au niveau du signal d'horloge et, par conséquent, des erreurs d'échantillonnage du signal de mesure. Afin de simplifier l'analyse, ces deux problèmes seront étudiés séparément dans la suite.

3.2 Étude des problèmes de synchronisation en réflectométrie complexe dans le domaine fréquentiel

3.2.1 Influence de la dispersion chromatique de l'interféromètre de référence sur l'horloge

3.2.1.1 Étude de l'impact de la dispersion de l'interféromètre auxiliaire sur l'horloge

Pour étudier l'impact de la dispersion chromatique des fibres de l'interféromètre de référence sur l'horloge, nous considérons que la source a un balayage linéaire en fréquence. Le battement mesuré en sortie de l'interféromètre s'écrit de la façon suivante (voir annexe A) :

$$\begin{aligned} I(\nu) &= \cos \left(2\pi\nu\tau_{aux} + \frac{1}{2}\beta_2 L_{aux} 4\pi^2\nu^2 \right) \\ &= \cos \left(\left(2\pi\nu + \frac{1}{2}\frac{\beta_2}{\beta_1} 4\pi^2\nu^2 \right) \tau_{aux} \right) \end{aligned} \quad (3.4)$$

où τ_{aux} est la différence de temps de retard entre les deux bras de l'interféromètre, L_{aux} la différence de longueur physique correspondante, β_1 et β_2 représentent le temps de groupe normalisé et la GVD.

La relation 3.4 indique que le battement mesuré comporte un « chirp » linéaire en fréquence. Ainsi, en prenant des échantillons de ce signal à des instants réguliers t_k dans le domaine temporel, le pas d'échantillonnage dans le domaine fréquentiel n'est pas constant ($\nu_k = \nu(t_k) = k\delta\nu + \frac{1}{2}\frac{\beta_2}{\beta_1} 4\pi^2(k\delta\nu)^2$ et donc le pas vaut $\delta\nu_k = \nu_{k+1} - \nu_k = \delta\nu + \frac{1}{2}\frac{\beta_2}{\beta_1} 4\pi^2(\delta\nu)^2(2k+1)$) et l'espacement en fréquence entre

deux franges claires successives du signal de battement varie. Ce phénomène va introduire une distorsion du signal de battement de l'interféromètre de mesure lorsque celui-ci est échantillonné à partir de l'horloge définie par l'interféromètre de référence. La Figure 3.1 permet d'illustrer le « chirp » introduit au niveau de l'interféromètre de référence lorsqu'un laser dont on fait varier linéairement la fréquence optique (dans la bande $196\text{ THz} - 197\text{ THz}$ avec une vitesse $2 \times 10^{11}\text{ Hz/s}$) excite un interféromètre auxiliaire dispersif.

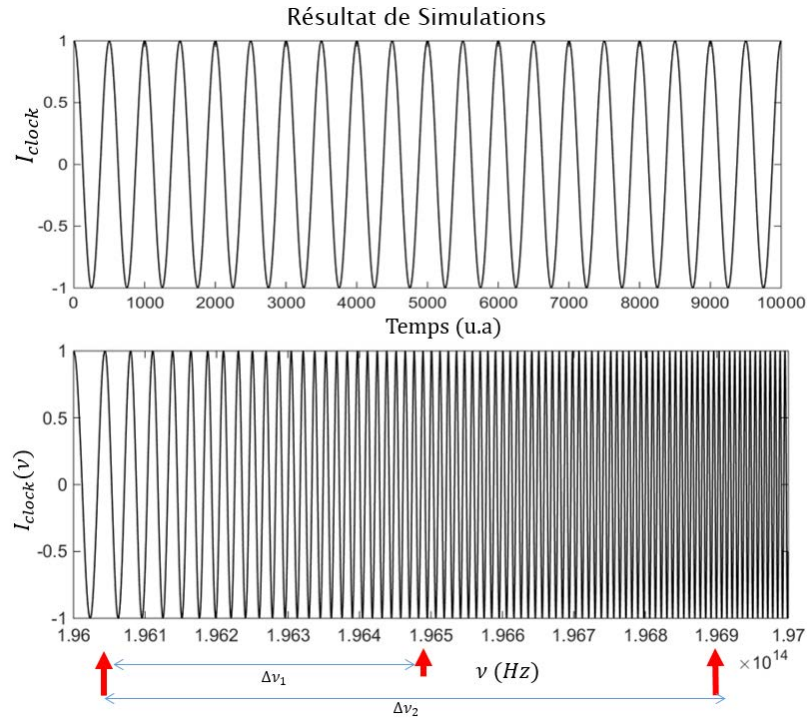


FIGURE 3.1: Signal de battement de l'interféromètre auxiliaire en fonction du temps (figure du haut) et de la fréquence (figure du bas)

Pour étudier la distorsion induite au niveau de la mesure, considérons que ce signal est utilisé comme horloge pour l'échantillonnage. Le processus de synchronisation consiste à échantillonner le signal de mesure aux instants t'_k tels que l'interfrange soit constante. Cela consiste à réaliser un échantillonnage avec un pas égal à $\delta\nu'_k = \delta\nu - \frac{1}{2} \frac{\beta_2}{\beta_1} 4\pi^2 (\delta\nu)^2 (2k+1)$. Pour un interféromètre de mesure avec un objet sous test de longueur L_{mes} et de dispersion chromatique nulle, le $k^{ième}$ échantillon de la partie variable du signal mesuré a pour intensité :

$$\begin{aligned}
 I_{mes}(k) &\propto \cos(2\pi k \delta \nu'_k \tau_{mes}) \\
 &\propto \cos\left(2\pi k \delta \nu \tau_{mes} - \frac{1}{2} \frac{\beta_2}{\beta_1} 4\pi^2 (\delta \nu)^2 (2k+1) \tau_{mes}\right)
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

Ainsi, le « chirp » au niveau de l'interféromètre auxiliaire induit, au niveau de l'objet sous test non dispersif, un effet pouvant être interprété comme une dispersion de signe opposé à celle de la fibre de l'interféromètre auxiliaire. La Figure 3.2 est une illustration de la synchronisation avec une horloge « chirpée » de la mesure d'un objet sous test non dispersif. Nous pouvons voir au niveau de cette figure que le signal résultant pour l'objet sous test comporte un « chirp » de signe opposé à la dispersion de l'interféromètre de référence (Figure 3.1).

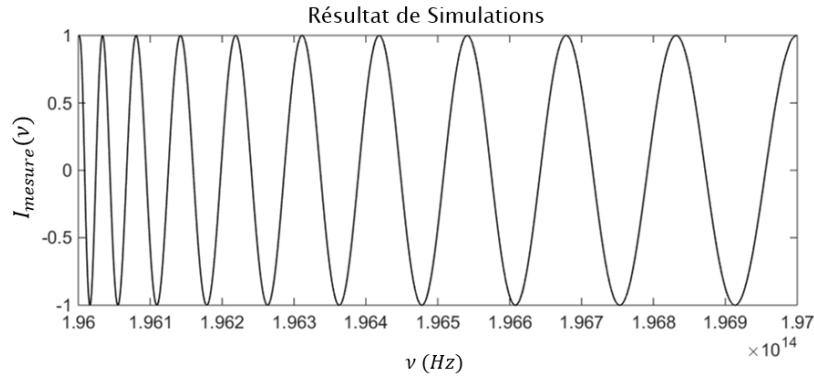


FIGURE 3.2: Signal de l'interféromètre de mesure synchronisé avec l'interféromètre de référence

Il est intéressant de savoir mesurer la dispersion chromatique des fibres optiques constituant l'interféromètre de référence et, ainsi, le signal d'horloge « chirpé » peut être compensé. Cela est possible avec le mode asynchrone car celui-ci donne accès au signal d'horloge.

3.2.1.2 Compensation de l'impact de la dispersion de l'interféromètre auxiliaire

La dispersion de l'interféromètre de référence ainsi que la longueur de celle-ci peuvent être déterminées à partir de la référence de longueur d'onde en l'occurrence une cellule de Cyanure d'Hydrogène (HCN) [56] dont les raies d'absorption permettent de connaître à des instants donnés la fréquence instantanée du laser

avec une certaine précision. L'acquisition du signal ayant éclairé la référence de longueur d'onde est faite de façon synchrone avec celle du signal de l'interféromètre auxiliaire (voir Figure 3.3). Cela est habituellement exploité pour mesurer avec précision le temps de retard au niveau de l'interféromètre de référence et faire une calibration spectrale du signal de mesure suivant la méthode décrite au niveau de la référence [57] (ou bien des approches similaires). Le retard de l'interféromètre auxiliaire est simplement déduit de la connaissance de la séparation $\Delta\nu_{cal}$ entre deux raies choisies sur le spectre d'absorption et du nombre de points d'échantillonnage entre ces deux mêmes raies au niveau du spectre mesuré. Pour accéder à la dispersion de l'interféromètre de référence, la séparation entre deux raies données est exploitée pour exprimer l'étendue spectrale $\Delta\nu$ entre les franges correspondantes sur le signal d'horloge en fonction de la dispersion et de la longueur de l'interféromètre de référence. En réalisant la même opération pour deux autres raies, nous aboutissons à un système d'équation à deux inconnues que sont la dispersion et la longueur de l'interféromètre auxiliaire (β_2, L_{aux}). En pratique, trois raies peuvent être considérées comme indiquées sur les graphiques Figure 3.1.

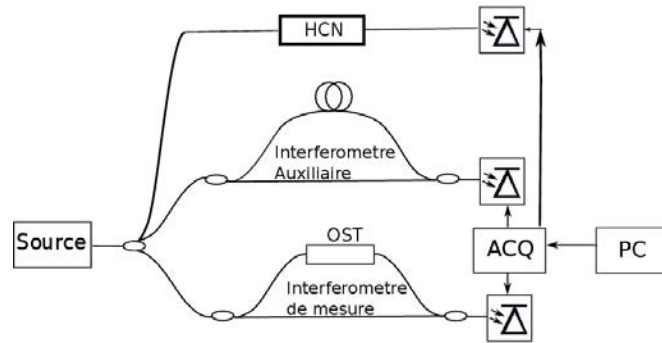


FIGURE 3.3: Insertion d'une référence de longueur d'onde dans le montage OFDR; OST=Objet Sous Test - ACQ = Acquisition - PC = Ordinateur - HCN = Cellule de $H^{13}C^{14}N$ 25Torr

Pour corriger l'impact de la dispersion de l'interféromètre de référence sur l'horloge, considérons un second signal d'horloge avec un « chirp » de signe opposé à celui du « chirp » induit par la dispersion de l'interféromètre de référence. Ce signal peut ainsi être écrit :

$$I'(k) \propto \cos \left(2\pi\nu\tau_{aux} - \frac{1}{2}\beta_2 L_{aux} 4\pi^2\nu^2 \right) \quad (3.6)$$

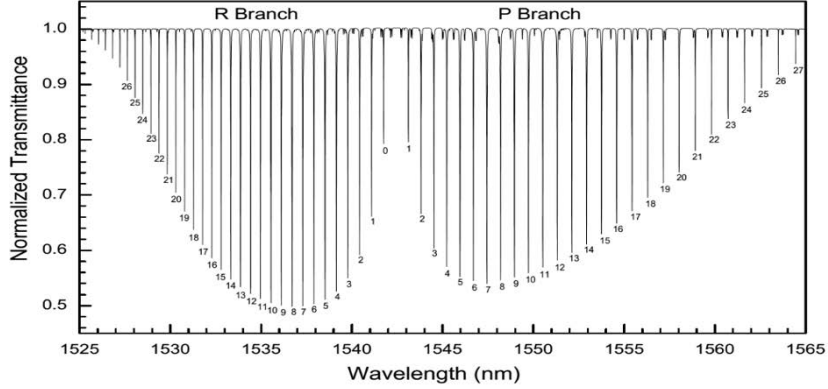


FIGURE 3.4: Spectre d'absorption d'une cellule $H^{13}C^{14}N$ 25 Torr [56]

En prenant des échantillons de ce signal aux instants t_k réguliers, l'échantillonnage en fréquence est à pas variable $\nu_k = \nu(t_k) = k\delta\nu - \frac{1}{2}\frac{\beta_2}{\beta_1}4\pi^2(k\delta\nu)^2$. Lorsque ce nouveau signal est employé pour ré-échantillonner les franges d'interférence de l'horloge réelle, ce qui correspond à réaliser un échantillonnage avec un pas $\delta\nu_k'' = \delta\nu + \frac{1}{2}\frac{\beta_2}{\beta_1}4\pi^2(\delta\nu)^2(2k+1)$, un échantillon k de ce dernier peut être décrit par :

$$I(k) \propto \cos(2\pi k \delta\nu \tau_{aux}) \quad (3.7)$$

Ainsi, le ré-échantillonnage du signal d'horloge à l'aide d'un second signal de « chirp » opposé permet une compensation de l'impact de la dispersion de l'interféromètre auxiliaire.

La Figure 3.5 illustre le signal d'horloge après ré-échantillonnage. L'horloge corrigée ne comporte pas de « chirp » (la dispersion extraite de sa phase après ré-échantillonnage est nulle). Comme attendu, l'échantillonnage du signal de mesure d'un objet de dispersion nulle ne montre aucune erreur induite dans sa dispersion.

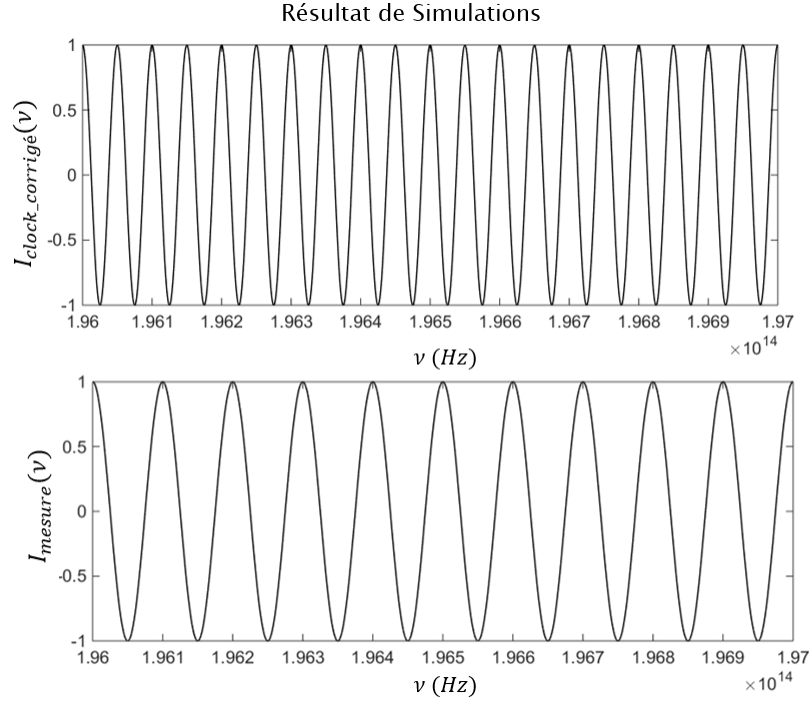


FIGURE 3.5: Figure du haut : Horloge ré-échantillonnée à l'aide d'un second signal de « chirp » opposé - Figure du bas : Signal de mesure synchronisé avec l'horloge corrigée

3.2.2 Problématique liée à la synchronisation d'horloge et linéarité du balayage de la source

3.2.2.1 Étude de l'impact de la non-linéarité du balayage du laser sur l'horloge

Du fait de la non-linéarité du balayage de la source, le signal de mesure échantillonné comporte des distorsions, empêchant la sensibilité à la phase de la réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel. Un interféromètre de référence est souvent utilisé pour corriger les données. En effet, en considérant une source avec un balayage arbitraire $E_s(t) = e^{j\varphi(t)}$ avec $\varphi(t)$ la phase du champ électrique du laser considéré sans fluctuation d'intensité, le battement mesuré est de la forme $\cos(\varphi(t - \tau) - \varphi(t))$ où τ représente la différence de marche au niveau de l'interféromètre de référence. Les procédures mises en place considèrent l'interfrange du signal mesuré et échantillonné comme étant proportionnel à la phase du battement mesuré ($\Delta\varphi = 2\pi \cdot \Delta\nu \cdot \tau$). Cela suppose que l'interféromètre puisse être considéré comme en statique (dit autrement, l'interfrange - séparation $\Delta\nu$ entre deux franges claires consécutives - est considéré constant). En effet, pour un laser

qui est accordé pas à pas en fréquence (cas statique), l'interfrange est constant et proportionnel à $\Delta\varphi$. Lorsque le laser est accordé en continu en fréquence (balayage), le signal mesuré et échantillonné en fréquence est considéré équivalent au signal obtenu dans le cas d'un laser accordé pas à pas.

Du fait que le balayage n'est pas linéaire, il est légitime de se demander quelles sont les limites induites par cette interprétation notamment lorsque les interféromètres de mesure et de référence ont des caractéristiques sensiblement différentes. Pour étudier plus en détail le phénomène et avoir une meilleure compréhension de l'impact du balayage du laser sur le signal complexe de l'interféromètre de mesure, nous étudions la possibilité de retrouver la fréquence instantanée du laser partant du signal de l'interféromètre de référence. Ainsi, notons $I(t) = \cos(\varphi(t) - \varphi(t - \tau))$ le battement mesuré au niveau de l'interféromètre auxiliaire et $g(t) = \Delta\varphi = \varphi(t) - \varphi(t - \tau)$ sa phase ; l'intensité du signal laser est considérée constante pendant le balayage. La transformée de Fourier de $g(t)$ nous donne :

$$TF[g(t)] = TF[\varphi(t) - \varphi(t - \tau)] = (1 - e^{-j2\pi\nu\tau}) TF[\varphi(t)] \quad (3.8)$$

Ainsi, la transformée de Fourier de la phase du laser peut être écrite en fonction de la phase du signal de battement mesuré :

$$\frac{TF[g(t)]}{1 - e^{-j2\pi\nu\tau}} = TF[\varphi(t)] \quad (3.9)$$

En posant $\varphi(t)$ comme étant égal à $2\pi\nu(t)t$ avec $\nu(t)$ la fréquence instantanée du laser, nous pouvons déterminer celle-ci à l'aide de la relation suivante :

$$\nu(t) = \frac{1}{2\pi t} TF^{-1} \left[\frac{\tilde{g}(\nu)}{1 - e^{-j2\pi\nu\tau}} \right] = \frac{1}{2\pi t} [\Delta\varphi * h(t)] \quad (3.10)$$

où $\tilde{g}(\nu) = TF[g(t)]$ et $h(t) = TF^{-1} \left[\frac{1}{1 - e^{-j2\pi\nu\tau}} \right]$.

L'Equation 3.10 peut être comprise comme suit : la fréquence instantanée du laser est le résultat d'un processus de filtrage de la phase du battement par l'inverse de la fonction de transfert ($h(t)$) de l'interféromètre de référence. Elle est donc connue précisément à une longueur physique donnée correspondant au temps de

retard τ de l'interféromètre de référence. De ce fait, la synchronisation de la mesure sur ce signal permet une compensation précise des données lorsque les deux interféromètres sont de même longueur. Nous avons une désynchronisation d'horloge lorsque l'interféromètre de mesure et l'interféromètre de référence n'ont pas la même différence de marche ; plus la différence est importante, plus la distorsion subie par le signal de mesure l'est aussi. Cela peut être vu à partir du fait que $\nu(t)$ n'étant pas proportionnel à la phase du signal interférentiel - donc l'interféromètre auxiliaire employé pour le signal d'horloge ne pouvant être interprété comme un interféromètre statique - la séparation $\Delta\nu$ entre deux franges claires consécutives n'est pas une constante. Cela montre donc que des erreurs d'interprétation du signal d'interférence sont présentes lorsque l'interféromètre est exploité comme en statique. Nous avons ainsi une distorsion de certaines fréquences (perte de cohérence du signal d'interférence), induisant ainsi des erreurs de phase ainsi qu'une diminution de l'intensité du signal.

La fluctuation de l'interfrange est illustrée au niveau de la Figure 3.7 dans le cas d'un balayage présentant une non linéarité quadratique ($\nu(t) = \nu_0 + \gamma t + \theta t^2$ avec $\gamma = 2 \cdot 10^{11} \text{ Hz/s}$ et $\theta = -2 \cdot 10^{10} \text{ Hz}^2/\text{s}$ environ, dans la plage $196 \text{ THz} - 197 \text{ THz}$ Figure 3.6).

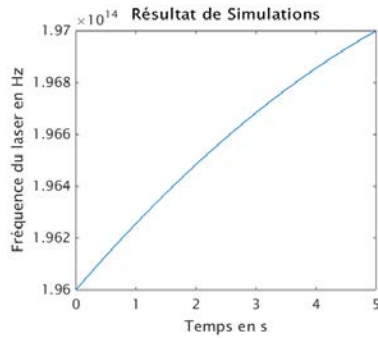


FIGURE 3.6: Balayage laser simulé

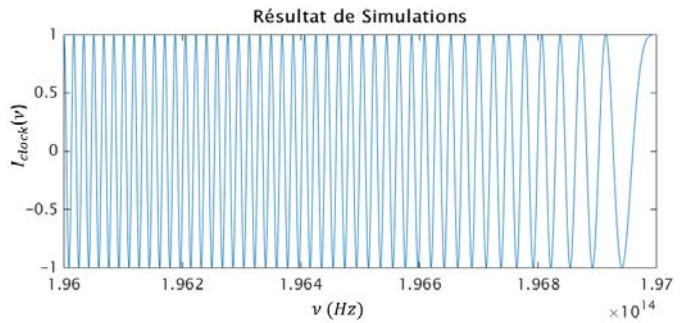


FIGURE 3.7: Signal d'horloge dans le cas d'un balayage non linéaire quadratique

La Figure 3.9 illustre l'impact de la désynchronisation sur la mesure de phase d'un objet sous test. Pour obtenir cette figure, le signal ayant éclairé un objet sous test non dispersif dont nous faisons varier la position (afin de simuler plusieurs temps de retard), est échantillonné avec une horloge déterminée par un interféromètre de référence (cf. Figure 3.8 pour une description de la simulation effectuée). La phase du signal de mesure est récupérée et l'erreur sur la phase est étudiée en extrayant la dispersion.

Nous pouvons noter sur la Figure 3.9 qu'aucune erreur n'est introduite sur la dispersion lorsque le temps de retard correspondant à la position de l'objet coïncide avec le temps de retard au niveau de l'interféromètre de mesure ; la compensation est naturelle dans ce cas. Plus on s'écarte de la longueur de l'interféromètre, plus l'erreur introduite est importante du fait de la désynchronisation d'horloge entre la référence et l'interféromètre de mesure.

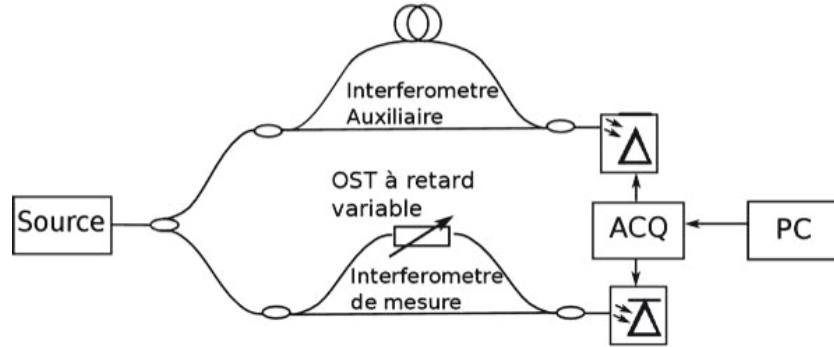


FIGURE 3.8: Description de la simulation réalisée OST= Objet Sous Test ; ACQ = Acquisition ; PC = Ordinateur

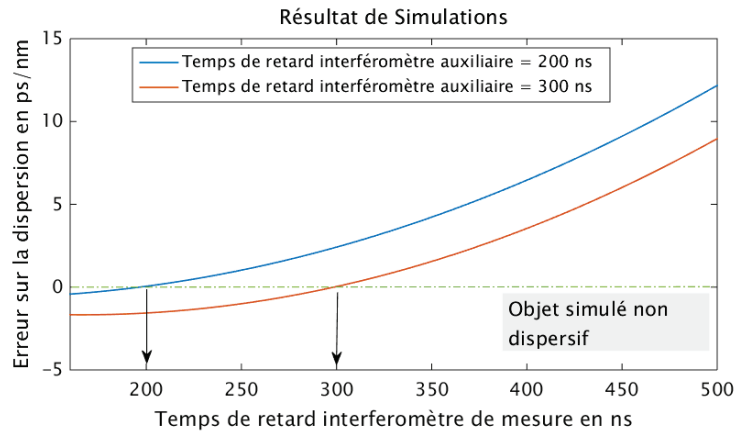


FIGURE 3.9: Erreur induite par la désynchronisation d'horloge sur la dispersion d'un objet sous test pour le balayage quadratique considéré

3.2.2.2 Compensation de la non-linéarité du balayage du laser : resynchronisation d'horloge

La fréquence instantanée du laser peut être obtenue à une longueur donnée (différence de marche de l'interféromètre de référence) par une opération de filtrage. Ce processus étant linéaire, il est possible de l'inverser et de calculer la fréquence instantanée du laser pour une longueur quelconque (et donc de construire le signal d'horloge pour une longueur quelconque). De plus, la compensation des données est

obtenue sans traitement additionnel lorsque l'interféromètre de mesure est identique à l'interféromètre de référence. Ainsi, la compensation des données pour des positions différentes de la différence de marche de l'interféromètre de référence est envisageable en simulant une horloge « virtuelle », correspondant à la position d'intérêt (à partir du signal de l'interféromètre auxiliaire). Nous appelons la nouvelle horloge construite « horloge resynchronisée ». La Figure 3.10 donne une description du principe de la compensation par resynchronisation d'horloge. Lorsque l'objet sous test comporte plusieurs réflexions, la compensation est réalisée pas à pas en construisant pour chaque réflexion le signal d'horloge correspondant.

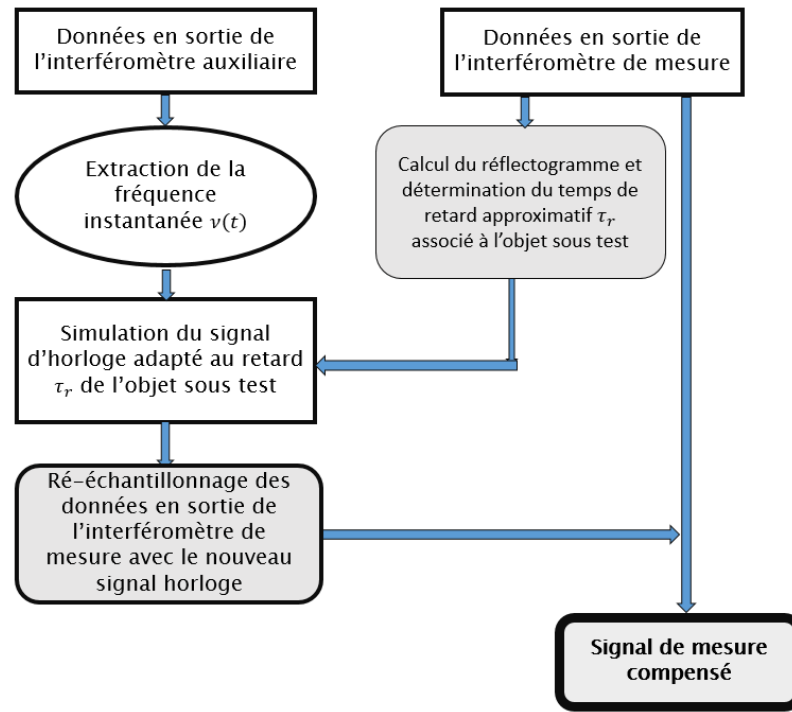


FIGURE 3.10: Principe de la compensation par resynchronisation d'horloge

Les graphiques des Figure 3.11 et Figure 3.12 donnent des exemples typiques de réflectogrammes avec et sans compensation et montrent l'impact de la procédure mise en place. Le balayage du laser considéré est celui indiqué au niveau de la Figure 3.6 (balayage quadratique $\nu(t) = \nu_0 + \gamma t + \theta t^2$ avec $\gamma = 2 \cdot 10^{11} \text{ Hz/s}$ et $\theta = -2 \cdot 10^{10} \text{ Hz}^2/\text{s}$ environ, dans la plage $196 \text{ THz} - 197 \text{ THz}$). Les réflectogrammes sans compensation d'horloge subissent une importante distorsion, du fait que le signal d'horloge fourni par l'interféromètre de référence ne compense pas complètement le « chirp » induit par le balayage quadratique du laser ; l'effet de la désynchronisation se traduit sur le signal de mesure par une baisse de l'intensité

du réflectogramme. Plus précisément, une partie de l'énergie est répartie au niveau des composantes spectrales autour de la fréquence de battement correspondant à la propagation dans l'objet sous test. Nous pouvons le constater sur les réflectogrammes de la Figure 3.11, au niveau desquels il est visible que le pic d'intérêt perd de l'énergie (mais conserve la même largeur pour le balayage simulé) en même temps que les composantes spectrales autour de ce pic gagnent en intensité. La signature particulière notée autour du pic d'intérêt peut être expliquée par le fait que le balayage non linéaire considéré est quadratique. La compensation permet de retrouver une intensité du signal (pour le pic d'intérêt) égale à celle obtenue dans le cas d'un balayage linéaire ; ainsi, pour le balayage considéré, la procédure de resynchronisation permet une très bonne compensation des données.

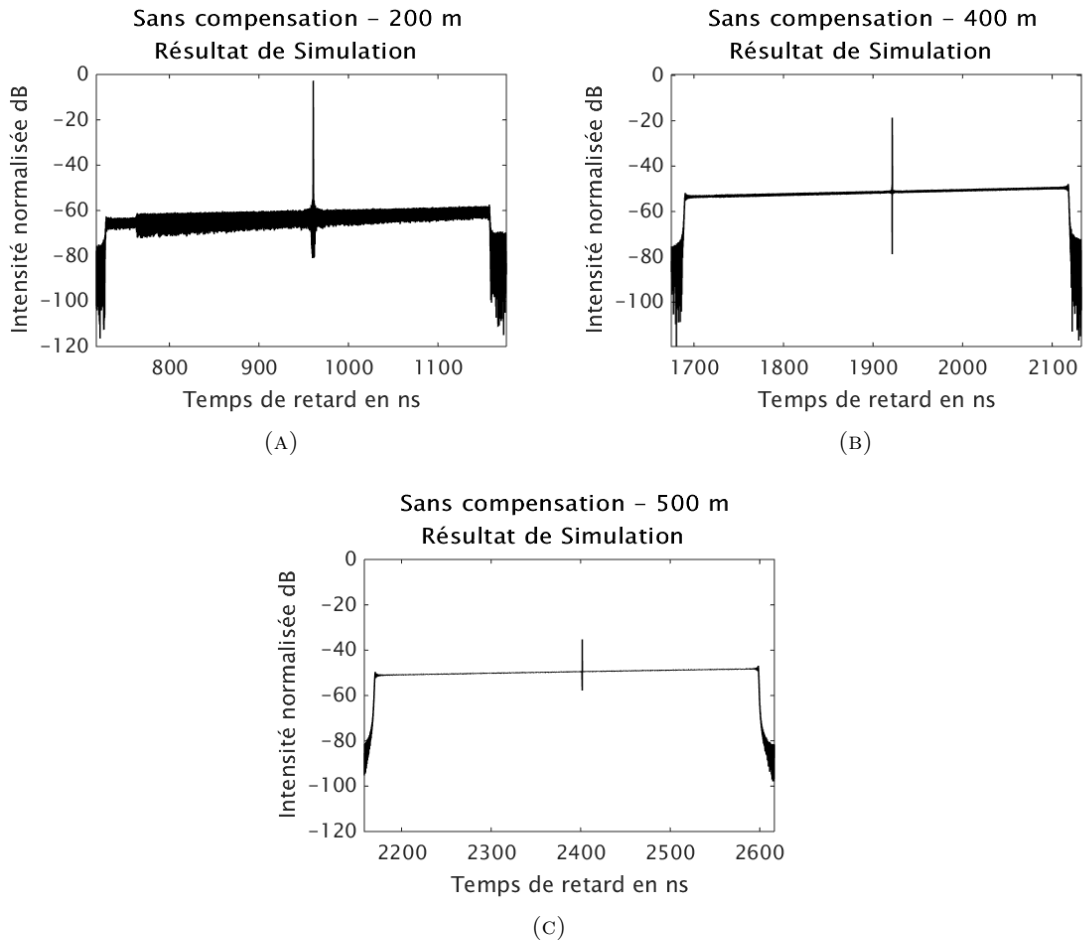


FIGURE 3.11: Intensité normalisée du réflectogramme pour différentes longueurs de l'objet sous test dans le cas sans compensation pour un balayage quadratique

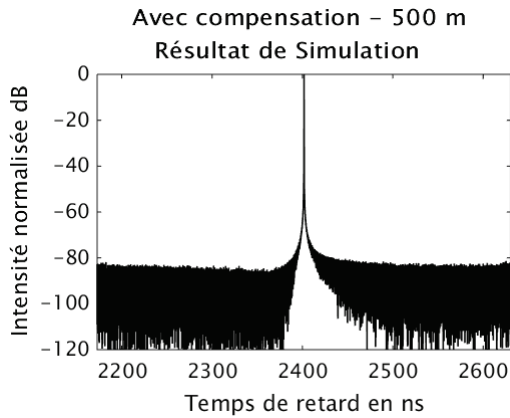


FIGURE 3.12: Intensité normalisée dans le cas avec compensation pour le balayage quadratique

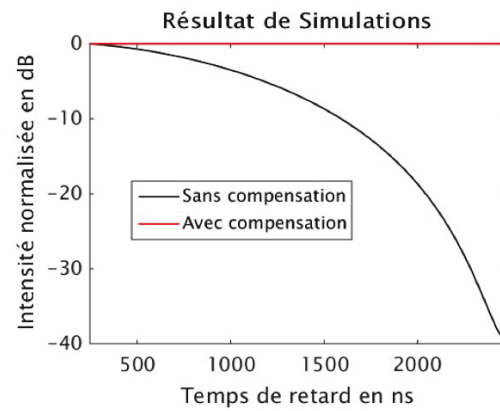


FIGURE 3.13: Intensité normalisée en fonction de la longueur pour le balayage quadratique considéré

La Figure 3.13 montre la variation de l'intensité du signal en fonction de la position de l'objet sous test, dans les cas avec et sans compensation par resynchronisation de l'horloge. Sans resynchronisation d'horloge, plus la position de l'objet s'écarte de la différence de marche au niveau de l'interféromètre de référence, plus l'intensité du signal est dégradée du fait que la désynchronisation d'horloge devient plus marquée entre la référence et l'interféromètre de mesure. Cela permet de comprendre d'un point de vue plus global la diminution du rapport signal à bruit qui est notée par les auteurs sur l'OFDR qui se sont intéressés aux instruments longues portées. La resynchronisation permet de maintenir une intensité du signal relativement proche de sa valeur pour une source linéaire.

L'impact de la désynchronisation sur la phase du signal est aussi illustrée à travers la simulation de l'extraction de la dispersion d'un objet sous test non dispersif. La simulation menée est identique à celle décrite au niveau de la Figure 3.8. Dans les deux cas, nous faisons varier la différence de marche au niveau de l'interféromètre de mesure entre 50 m et 100 m. Pour le cas 1, la différence de marche au niveau de l'interféromètre de référence est de 60 m alors que pour le cas 2 elle vaut 190 m. De ce fait, la différence entre la position de l'objet et la différence de marche de l'interféromètre de référence est la même d'un cas à l'autre.

Le graphique Figure 3.14 montre le résultat de cette simulation avec l'erreur sur la dispersion extraite de la phase du réflectogramme avec et sans compensation de la désynchronisation d'horloge. La désynchronisation induit au niveau de la phase de l'objet un effet que nous pouvons interpréter comme de la dispersion chromatique. La dépendance de la désynchronisation à la position de l'objet fait que plus

la position de celui-ci s'écarte de la différence de marche au niveau de la référence, plus l'effet sur la phase est important. Remarquons au niveau de la Figure 3.14 l'impact de la resynchronisation qui permet de compenser la distorsion induite par la référence sur la phase du signal de mesure.

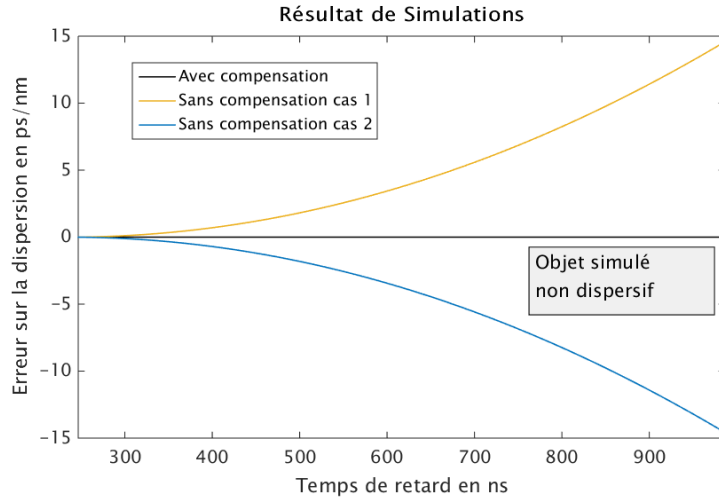


FIGURE 3.14: Dispersion extraite avec et sans compensation pour le balayage quadratique considéré

3.3 Résultats expérimentaux

3.3.1 Architecture développée

L'architecture de réflectométrie dans le domaine fréquentiel que nous avons mis en place est décrite à la Figure 3.3. Elle comporte une source à balayage dans la bande $1520nm - 1630nm$, un interféromètre de référence pour la gestion de l'horloge et un interféromètre de mesure. Une cellule de Cyanure d'Hydrogène $H^{13}C^{14}N$ Torr25 sert de référence de longueur d'onde.

Les caractéristiques de la source sont d'une importance cruciale dans la mesure OFDR. Si celle-ci a un balayage suffisamment linéaire en fréquence, aucune correction par l'interféromètre auxiliaire n'est requise. Cet aspect n'est pas aisément vérifiable à partir des données fournies par le constructeur et il est donc nécessaire d'étudier les propriétés du laser employé dans notre architecture.

La Figure 3.15 représente la fréquence instantanée du laser déduite à partir de la phase du signal mesuré au niveau de l'interféromètre de référence (pour un

balayage dans la plage $1520\text{nm} - 1540\text{nm}$ avec une vitesse de 5nm/s). Cette fréquence instantanée a une variation qui semble relativement linéaire en fonction du temps.

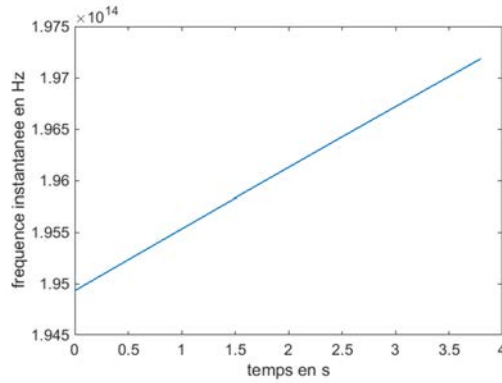


FIGURE 3.15: Fréquence instantanée du laser

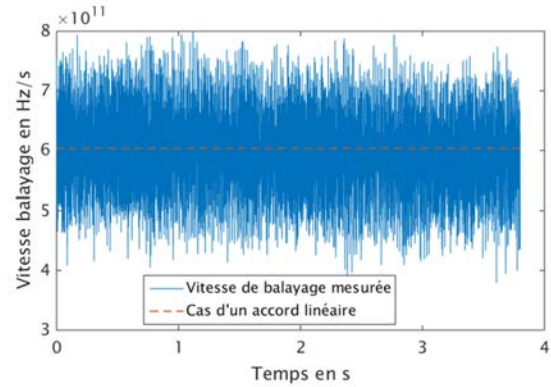


FIGURE 3.16: Variation de la vitesse de balayage en fonction du temps

Cependant, en extrayant la vitesse de balayage à partir de la fréquence instantanée, nous nous apercevons que cette dernière fluctue dans le temps. Ceci est illustré au niveau de la Figure 3.16 au niveau de laquelle nous représentons la vitesse de balayage obtenue par différentiation de la fréquence instantanée représentée en Figure 3.15. Celle-ci est comparée à la vitesse pour un balayage linéaire obtenu à partir de la courbe de régression linéaire sur la fréquence instantanée du laser ; la vitesse obtenue correspond à la vitesse moyenne du balayage dans la bande d'analyse.

Globalement, la vitesse de balayage varie autour d'une valeur moyenne ; cette variation est assez significative (l'écart type vaut $\sigma \simeq 6 \cdot 10^{10} \text{ Hz} : \text{s}$), de sorte que les données ne sont pas régulièrement échantillonnées dans l'espace fréquentiel. Cela se traduit par une distorsion des réflectogrammes (donc à une dégradation des performances) lorsqu'aucune méthode n'est utilisée pour réaliser un échantillonnage régulier en fréquence. Nous l'illustrons en traçant le module de la Transformée de Fourier du signal brut mesuré (Figure 3.17). Le signal d'horloge lorsqu'on lui applique la correction classique (en l'utilisant lui-même comme signal d'horloge et signal de mesure) est aussi représenté afin de donner un aperçu de l'impact du ré-échantillonnage.

Les modes de correction synchrone et asynchrones sont implémentés pour traiter les données mesurées avec notre instrument. Dans la suite de ce chapitre, le mode asynchrone sera exploité, afin d'avoir accès au signal d'horloge et réaliser

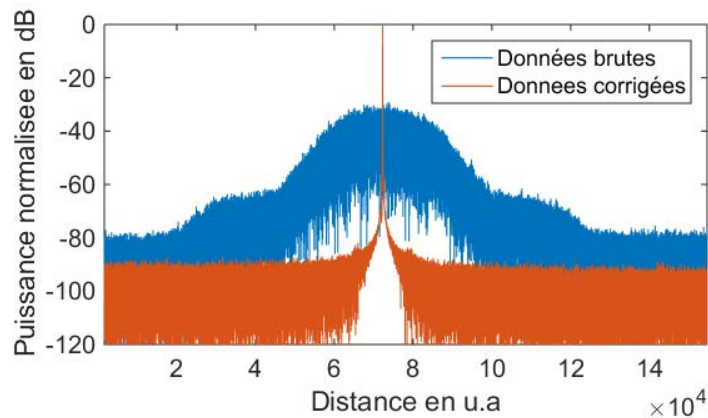


FIGURE 3.17: Réflectogramme associé au battement de l'interféromètre de référence ;
courbe bleue : données brutes - courbe rouge : données ré-échantillonnées

les traitements nécessaires. De plus, la compensation dans la suite de ce rapport désigne l'usage de la resynchronisation d'horloge, tel que décrit au niveau de la précédente section. Donc les termes avec et sans compensation désignent respectivement le résultat obtenu lorsque la compensation par resynchronisation d'horloge est employée et lorsque la méthode de correction habituelle, uniquement par ré-échantillonnage est employée.

3.3.2 Dégradation de l'intensité du signal

Nous nous intéresserons à des mesures sur des distances inférieures à 200m. Pour avoir un aperçu de l'impact de la désynchronisation d'horloge sur le signal mesuré à cet ordre de grandeur, nous simulons - à partir de la fréquence instantanée du laser extraite de l'interféromètre auxiliaire - un objet sous test situé à environ 200m. La Figure 3.19 montre les réflectogrammes sans et avec compensation correspondant à l'objet ainsi généré. Le réflectogramme qu'on aurait obtenu pour un laser parfaitement linéaire est aussi calculé et sert de référence pour normaliser les réflectogrammes avec et sans compensation. La Figure 3.18 est un exemple typique de réflectogramme obtenu pour un balayage idéal du laser.

Le réflectogramme sans compensation présente une dégradation de l'intensité du signal (de l'ordre de 20dB) par rapport à la référence. La compensation des données avec la resynchronisation d'horloge permet de retrouver une intensité du signal pratiquement égale au signal de référence. Nous remarquons cependant au niveau du réflectogramme des pics « parasites » autour du pic d'intérêt.

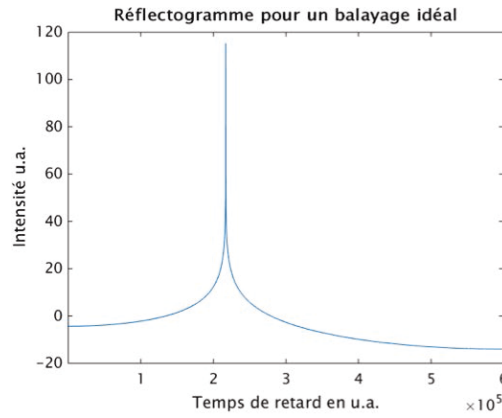


FIGURE 3.18: Exemple de réflectogramme obtenu dans le cas d'un laser dont le balayage est idéal. L'intensité du pic sert de référence

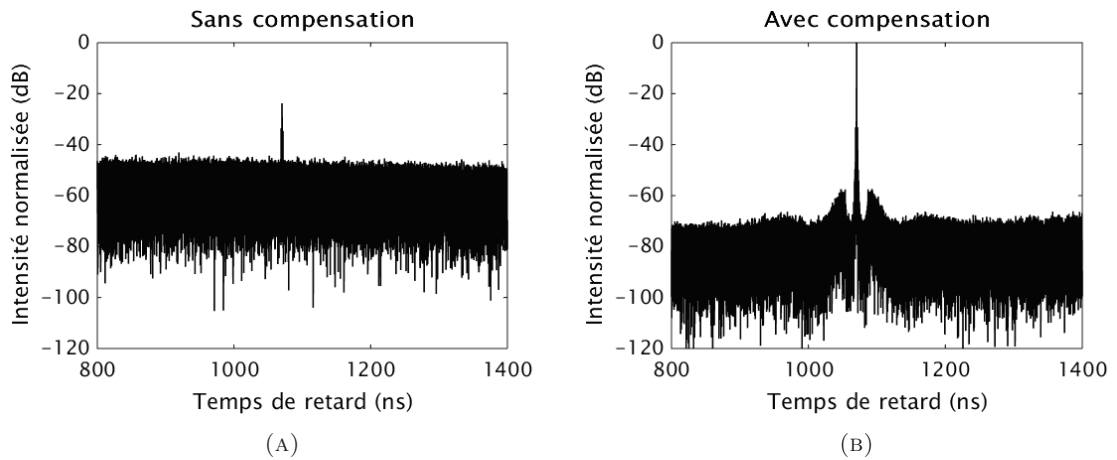


FIGURE 3.19: (A) Impact de la désynchronisation d'horloge sur l'intensité du signal ;
(B) Apport de la compensation dans le cas du balayage laser considéré

La Figure 3.19 attire l'attention sur le fait que la diminution de l'intensité du signal de la mesure OFDR (du fait des problèmes de synchronisation d'horloge), généralement étudié pour des portées de l'ordre de plusieurs dizaines de kilomètres, peut intervenir dès quelques centaines de mètres. Typiquement, avec la source relativement linéaire que nous avons employée, l'intensité du signal subit déjà une dégradation non négligeable. L'évolution de l'impact de la désynchronisation sur l'intensité est de ce fait intéressante à étudier en fonction de la longueur sur les fenêtres spatiales d'analyse que nous explorons (centaine de mètre). De ce fait, nous simulons ainsi plusieurs objets sous test situés à différentes positions. Les différents réflectogrammes avec et sans compensation sont déterminés puis normalisés par rapport au réflectogramme qu'on aurait obtenu avec un balayage parfaitement linéaire.

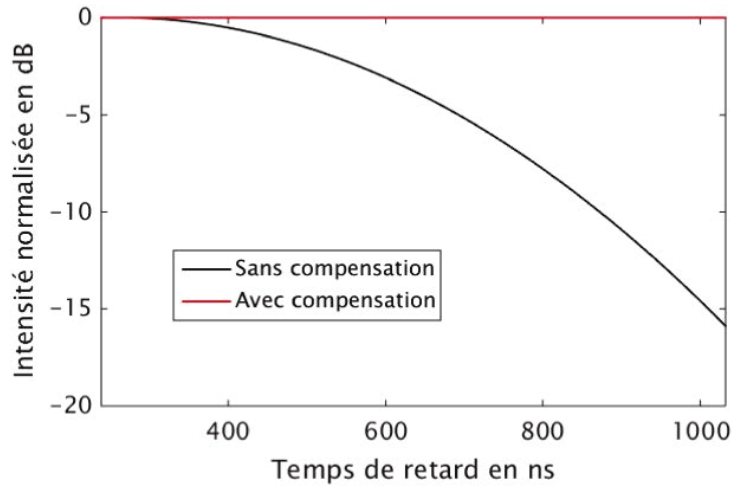


FIGURE 3.20: Evolution de l'intensité du signal en fonction du temps de retard au niveau de l'interféromètre de mesure pour le balayage laser considéré

Le résultat obtenu, Figure 3.20, montre que jusqu'à une centaine de mètre (environ 500 ns de temps de retard), la correction classique permet de maintenir une intensité du signal assez proche de la valeur de référence pour le balayage de notre laser. La dégradation devient plus importante au-delà d'une centaine de mètre ; la compensation devient importante à ce point, permettant ainsi de retrouver une intensité quasiment égale à la référence.

3.3.3 Erreurs sur la phase

Des objets sous test situés à des distances différentes de la différence de marche au niveau de l'interféromètre de référence sont simulés à partir de la fréquence instantanée extraite de l'interféromètre de référence. Nous adjoignons à ces objets une dispersion D que nous tenterons de retrouver par la phase du signal de mesure dans les configurations avec et sans compensation.

La Figure 3.21 montre l'erreur relative sur la phase. Lorsque le temps de retard au niveau de l'objet sous test s'approche de 1000 ns (environ 200 m), l'erreur devient très importante - dans le cas sans compensation - pour les petites valeurs de dispersion (0.0002 ps/nm). La Figure 3.22 indique l'erreur relative pour un temps de retard de l'ordre de 500 ns (environ 100 m) ; on peut y voir que plus la dispersion est faible, plus l'erreur relative commise dans le cas sans compensation est importante. Cela peut être expliqué par le fait que pour les grandes valeurs de dispersion (par exemple supérieur ou égale à 0.02 ps/nm avec la source que nous

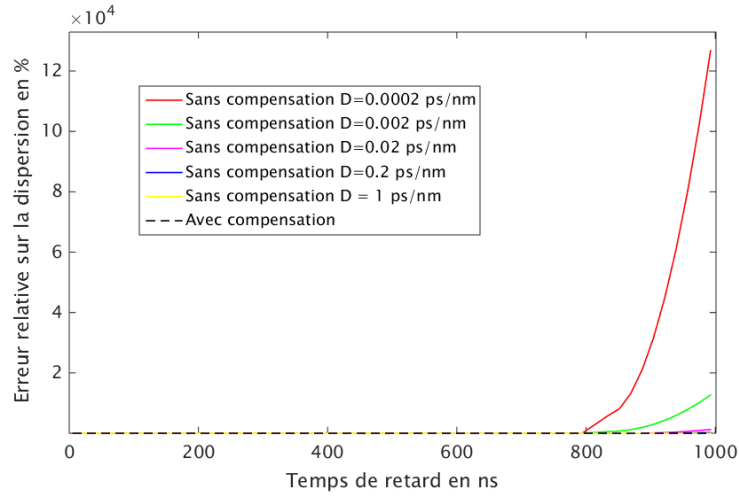


FIGURE 3.21: Erreur relative sur la dispersion lorsque le temps de retard au niveau de l'interféromètre de mesure varie entre 0 et 1000 ns pour le balayage considéré

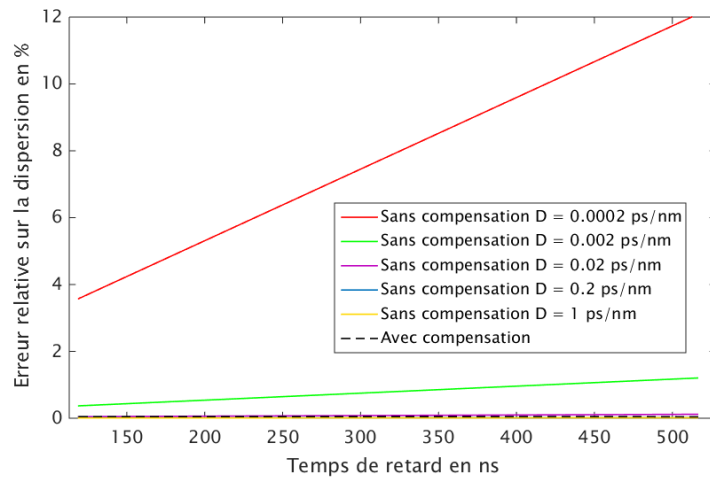


FIGURE 3.22: Erreur relative sur la dispersion lorsque le temps de retard au niveau de l'interféromètre de mesure varie jusqu'à 500 ns pour le balayage considéré

avons employé), l'impact de celle-ci devient prédominant par rapport à l'effet de la désynchronisation d'horloge.

Ce travail permet d'avoir un aperçu sur les seuils de dispersions mesurables avec la trajectoire laser considérée du fait des problèmes de synchronisation d'horloge. Par exemple, nous pouvons voir sur le graphique Figure 3.22 que pour des mesures de dispersion avec une précision d'au moins 12% et une longueur de propagation de 100 m, la dispersion minimale mesurable est de l'ordre de 0.0002 ps/nm. Une dispersion de 1 ps/nm est mesurée avec une précision de l'ordre de 0.1% (pour un objet de longueur jusqu'à 100 m) ; cette dispersion correspond typiquement à celle d'une fibre monomode standard d'environ 50 m de long à 1550 nm.

3.3.4 Test expérimental

Nous avons testé l'instrument avec et sans compensation des données obtenues en mesurant les réflectogrammes des fibres monomodes standard mesurant environ 100 m et 200 m. En ce qui concerne la mesure de la fibre de 100 m, le résultat obtenu (Figure 3.23) montre une très légère baisse de l'intensité du signal du réflectogramme sans compensation ; la compensation des données permet de retrouver la valeur idéale de l'intensité. Cette mesure permet de voir qu'avec notre instrument, la compensation des données n'est pas nécessaire sur des longueurs d'une centaine de mètre. Ainsi, pour les fibres que nous testerons au niveau des autres chapitres de ce manuscrit (des échantillons de 100 m environ), la compensation des données n'est pas obligatoire.

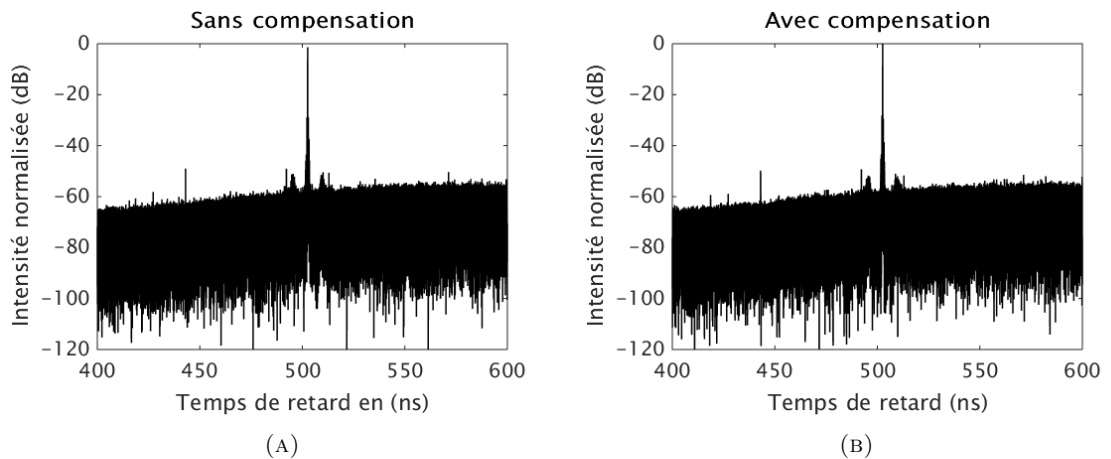


FIGURE 3.23: Réflectogramme obtenu pour une fibre monomode standard de 100m avec et sans compensation

S'agissant de la fibre de 200 m, le réflectogramme avec et sans compensation est donné à la Figure 3.24. Sans compensation, le pic correspondant à la propagation dans la fibre n'est quasiment pas détecté ; la désynchronisation d'horloge peut expliquer ce fait. La compensation par resynchronisation permet de retrouver un pic avec toutefois une distorsion importante. Cette mesure de la fibre de 200 m montre que le modèle développé nécessite d'être amélioré. Pour ce faire, l'impact de certaines hypothèses considérées (de façon implicite) doit être étudié plus en détail. En premier lieu, rappelons que pour la resynchronisation, le signal d'horloge est enregistré pour être employé dans la suite afin d'extraire la fréquence instantanée du laser. Nous avons implicitement supposé que les conditions d'échantillonnage (nombre de points) utilisées permettent d'avoir suffisamment d'informations sur

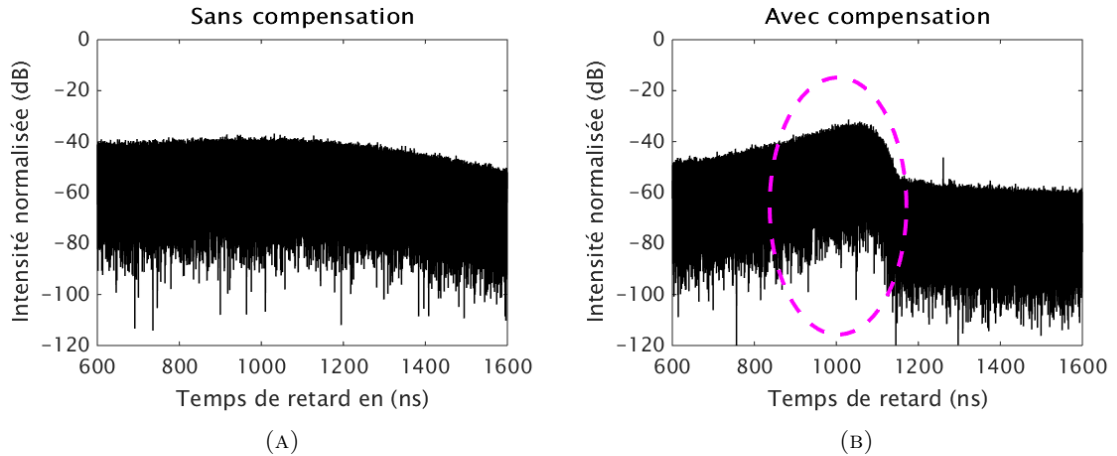


FIGURE 3.24: Réflectogramme mesuré pour une fibre monomode standard de 200m avec et sans compensation

la non-linéarité du balayage de la source. Cette hypothèse nécessite d'être testée (d'un point de vue théorique et pratique) pour identifier les meilleures conditions d'échantillonnage.

En second lieu, le modèle proposé est basé sur l'hypothèse que la source employée est parfaitement monochromatique. En pratique, les sources présentent une certaine largeur spectrale. Elles peuvent aussi présenter des modes latéraux avec un taux d'extinction (Side-Mode Suppression Ratio - SMSR) donné. L'étude de l'impact de la pureté spectrale de la source laser (ou bien d'éventuels battements entre modes de cavité) serait ainsi très intéressante pour compléter les investigations réalisées au niveau de ce chapitre.

Pour tester les performances de notre instrument sur les mesures en intensité et en phase avec des échantillons de taille réduite (inférieur à 100 m), nous employons un filtre commercial comme objet sous test. Ce filtre sert d'étalon ; il permet de programmer des fonctions de transferts quelconques en amplitude et en phase. Le dispositif employé est le « Finisar Waveshaper 1000 S/X » qui est un filtre programmable en phase et en amplitude dans les bandes C et L. La reconstruction de la fonction de transfert complexe du filtre est faite à partir des franges de battement mesurées avec l'OFDR. Cette approche permet ainsi de qualifier les performances de l'instrument sur des mesures avec une désynchronisation relativement limitée (différence de marche interféromètre de mesure $Lm = 4$ m). La Figure 3.25 est un exemple de résultat de mesure après extraction de l'amplitude d'une fonction de transfert de type passe bande dont la bande passante vaut 1 THz. La courbe bleue obtenue à partir de la mesure est comparée à celle programmée au niveau

du filtre. La très bonne concordance entre les deux courbes indique une très bonne précision spectrale de la mesure.

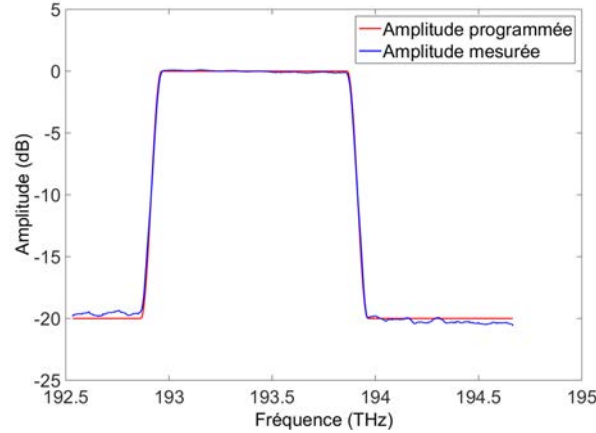


FIGURE 3.25: Fonction de transfert d'un filtre passe bande (1 THz de bande passante) mesuré à travers l'OFDR (courbe bleue) comparée à la fonction de transfert programmée au niveau du filtre (courbe rouge)

Concernant les limites de la mesure de dispersion par l'instrument, un filtre passe bande avec une bande passante égale à 1 THz, de profil de phase parabolique dans la bande passante est programmé avec le « Waveshaper ». La pente minimale de la parabole que l'OFDR puisse détecter indique ainsi les performances en mesure de dispersion de l'appareil et nous permet de déterminer le seuil de dispersion à partir duquel la mesure est entachée d'une erreur significative. Notons que des étapes de traitement du signal sont nécessaires pour extraire la phase de la fonction de transfert du filtre à partir de la mesure. En particulier, le retard cumulé (ou bien, de façon équivalente, le facteur linéaire de phase) dû à la propagation de la lumière dans l'interféromètre de mesure est éliminé en premier. La dispersion du montage (essentiellement la dispersion induite par les fibres de l'interféromètre de référence) est aussi estimée puis compensée sur les données ; la phase ainsi mesurée est comparée à celle au niveau du filtre programmable. La Figure 3.26 montre les résultats de mesure pour des valeurs de dispersion égales à 1 et 0.2 ps/nm et 0.02 ps/nm.

Les profils de phase retrouvés concordent avec les fonctions programmées au niveau du filtre, ce qui témoigne d'une bonne maîtrise de l'horloge. Nous notons, cependant, un « bruit » superposé à la mesure lorsque la valeur de la dispersion à mesurer est réduite. Son impact est d'autant plus important que la dispersion est

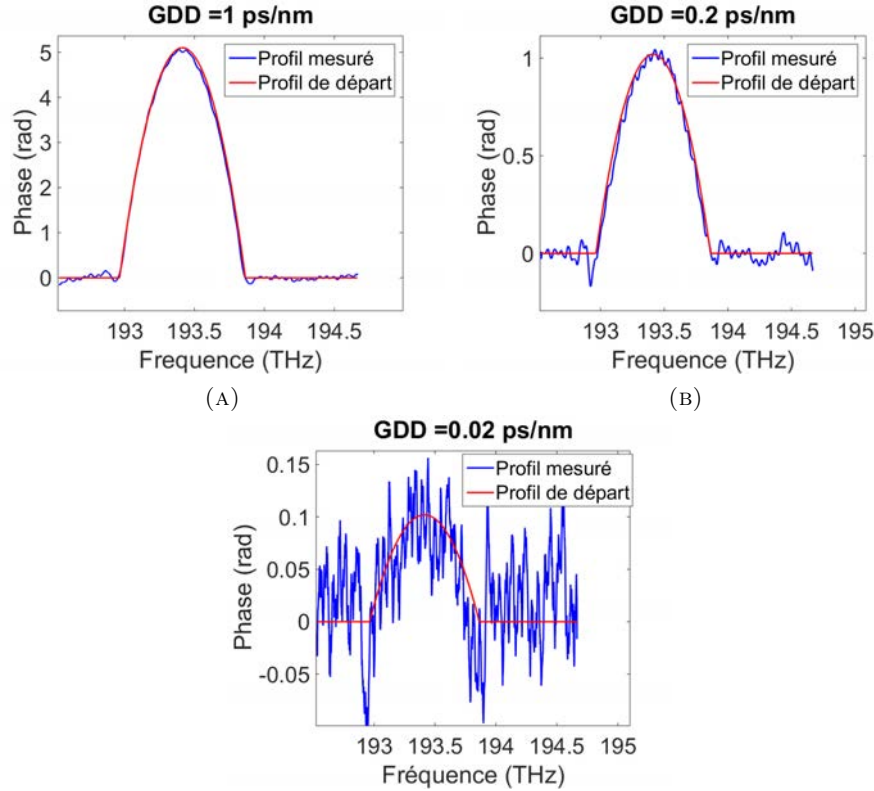


FIGURE 3.26: Exemple de dispersion mesurée avec l'OFDR pour une dispersion programmée au niveau du filtre d'1 ps/m, 0.2 ps/m et 0.02 ps/nm

faible (voir graphique pour 0.02 ps/nm). Ce bruit n'est pas expliqué par la désynchronisation d'horloge ; son allure périodique permet de soupçonner la présence d'un autre phénomène susceptible de perturber la mesure et que nous essayerons d'analyser plus en détail dans la suite de ce chapitre.

3.4 Aspects dynamiques de la mesure OFDR

3.4.1 Analyse du bruit de la mesure de phase spectrale : mise en évidence expérimentale d'effets dynamiques sur la mesure OFDR

Au niveau des mesures de phase spectrale par OFDR (Figure 3.26), nous pouvons remarquer la présence d'un bruit d'allure quasi-périodique superposé au signal de phase utile. Pour mieux analyser les caractéristiques de ces fluctuations de la phase et obtenir plus de détails sur son origine, des mesures supplémentaires sont réalisées avec l'étalon de phase spectrale (filtre programmable - « Waveshaper »).

La fonction de transfert entrée au niveau de l'étalon est un filtre de profil de phase plat et les expériences sont réalisées en variant la vitesse de balayage du laser d'une mesure à la suivante. La Figure 3.27 montre les résultats obtenus pour une vitesse de balayage de 10 nm/s (en bleu) et 20 nm/s (en rouge).

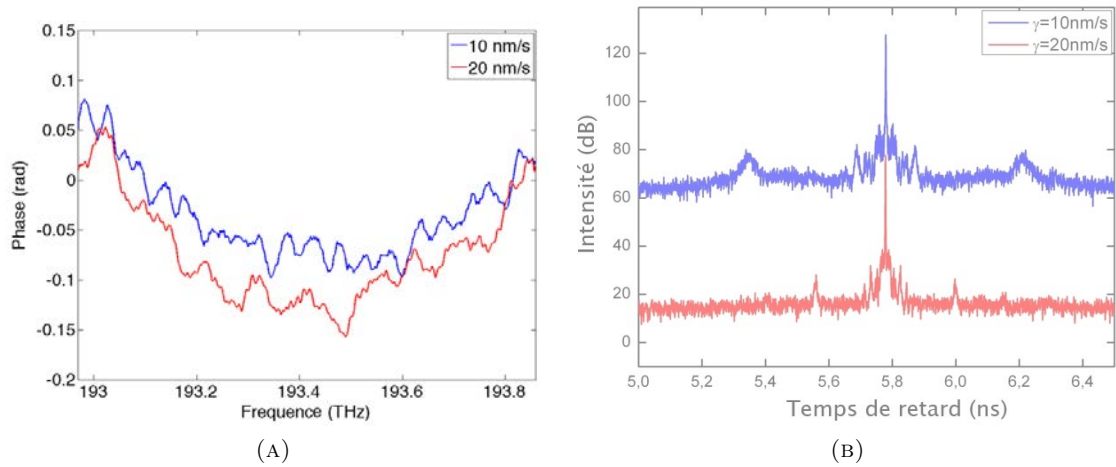


FIGURE 3.27: (A) Mesures de phases spectrales pour différentes vitesses de balayage ;
(B) Réflectogrammes correspondants

Au niveau de la Figure 3.27a, nous pouvons voir que le profil de phase global observé sur la plage d'analyse est parabolique. Cela est attribué à la dispersion chromatique du montage, essentiellement celle induite par l'interféromètre de référence. Le bruit superposé à la phase semble quasiment périodique et sa périodicité varie avec la vitesse de balayage. Les réflectogrammes correspondants aux illustrations de la Figure 3.27a sont présentés à la Figure 3.27b. Notons que deux pics latéraux symétriques par rapport au pic d'intérêt sont observés. Leurs positions varient en fonction de la vitesse de balayage : leur séparation par rapport au pic d'intérêt diminue lorsque la vitesse de balayage est augmentée. Les fluctuations au niveau de la phase spectrale ainsi que les propriétés observées sur les réflectogrammes nous semblent étroitement liées car ces derniers sont aussi sensibles à la vitesse de balayage employé (et par conséquent à la durée de l'acquisition des données). Nous pensons que ces phénomènes observés sont la conséquence d'aspects dynamiques couplés à la mesure OFDR.

3.4.2 Modélisation d'une signature OFDR en environnement dynamique

Les aspects de la signature OFDR présentés au niveau de la sous-section précédente peuvent être attribués à une modulation de la lumière lors de son passage dans la fibre ou à des effets dynamiques subis par une partie du montage OFDR mis en place. Pour analyser l'impact des fluctuations environnementales, considérons le cas d'une mesure OFDR en régime dynamique. Nous pouvons étudier cette problématique en nous intéressant à la signature d'un objet dont le temps de retard τ de la lumière qui s'y propage n'est pas constant au cours de la mesure :

$$\tau(t) = \tau_0 + \Delta\tau(t) \quad (3.11)$$

avec τ_0 le temps de retard associé à la propagation dans l'objet lorsqu'il n'y a pas de perturbations, et $\Delta\tau \ll \tau_0$ le terme lié à la perturbation et représente la variation du temps de retard par rapport aux mesures en régime statique. Cette formulation du problème est assez générale, couvrant divers types de phénomènes tels qu'une variation de l'indice de réfraction, ou bien un couplage de perturbations mécaniques aux propriétés de l'objet sous test. Supposons que la fonction de transfert en phase de l'objet considéré induit un temps de traversée constant pour toutes les composantes fréquentielles pures afin de n'introduire aucun délai de traversée supplémentaire ; supposons aussi que la fonction de transfert est constante en amplitude afin d'éviter une distorsion d'amplitude additionnelle, les franges d'interférences détectées peuvent être écrites sous la forme (cf. annexe B) :

$$I(t) \propto \cos(2\pi(\gamma\tau_0 t + (\nu_0 + \gamma t)\Delta\tau(t)) + \varphi) \quad (3.12)$$

avec φ terme constant de phase et γ la vitesse de balayage ; en considérant que $\nu_0 \gg \gamma t$, la relation 3.12 devient :

$$I(t) \propto \cos(2\pi(\gamma\tau_0 t + \Phi_m(t)) + \varphi) \quad (3.13)$$

$\Phi_m(t)$ est défini par la relation suivante :

$$\Phi_m(t) = 2\pi\nu_0\Delta\tau(t) = 2\pi\frac{\nu_0}{c}x(t) \quad (3.14)$$

où $x(t)$ représente la variation du chemin optique.

La phase de l'Equation 3.13 comprend deux contributions : un premier terme variant de façon linéaire au cours du temps et correspondant au retard du temps de groupe dû à la propagation en régime statique (retard constant) puis un second terme ($\Phi_m(t)$) représentant la contribution de l'aspect dynamique de la mesure. Ainsi, comme la différence de chemin optique au niveau de l'interféromètre de mesure n'est pas constante, la lumière qui la traverse subit un effet Doppler qui peut être modélisé et étudié à l'aide de l'Equation 3.14. Deux situations peuvent être considérées : en premier lieu, le cas où la variation du chemin optique est linéaire (effet Doppler constant) puis en second lieu le cas où la différence de chemin optique varie de façon non linéaire (effet Doppler non constant).

3.4.2.1 Cas d'un effet doppler constant

Lorsque la différence de chemin entre le bras de référence et le bras de mesure de l'interféromètre varie linéairement au cours de la mesure, un décalage Doppler constant de la fréquence de battement est attendu. Afin de l'étudier, nous pouvons modéliser la variation de la différence de chemin optique comme une fonction linéaire $x(t) = wt$ avec w la vitesse de variation du chemin optique en m/s .

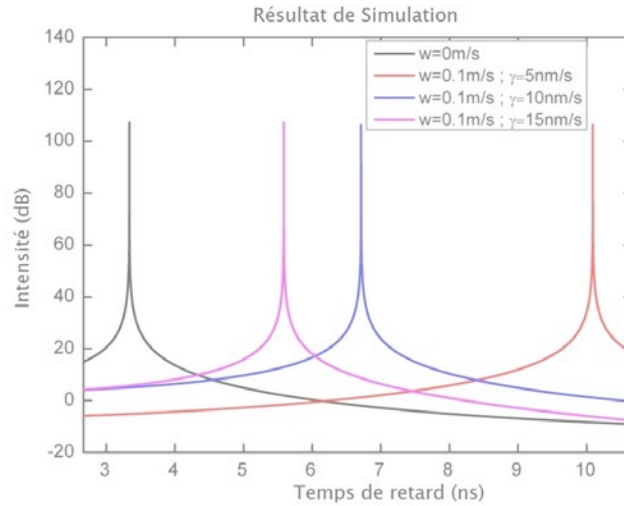


FIGURE 3.28: Simulation du réflectogramme en condition d'effet Doppler constant

La Figure 3.28 montre les réflectogrammes obtenus par simulation pour deux différentes valeurs de w et quatre vitesses de balayage du laser. La différence de temps de traversée associé à l'objet lorsqu'il n'y a aucun effet dynamique a été fixée à $\tau_0 = 3.3ns$; cela est d'ailleurs visible sur la signature pour $w = 0$. Remarquons que lorsque les effets Doppler sont introduits à la simulation ($w = 0.1m/s$), le pic correspondant à l'objet (au niveau du réflectogramme) est déplacé. La variation de la position dépend de la vitesse de balayage du laser; plus celle-ci est importante, moins le décalage (Δ) l'est. Le décalage peut être retrouvé à partir de la modélisation effectuée au niveau de la section précédente ($\Delta = \nu_0 w / c\gamma$). L'étude menée ainsi que les simulations soulèvent une ambiguïté sur l'analyse de la longueur de chemin optique lorsque des signatures OFDR sont exploitées. Du fait de cette ambivalence et des artefacts de mesure identifiés par Glombitza et Brinkmeyer [48], une connaissance sur les effets Doppler éventuels est nécessaire à une exploitation complète des réflectogrammes OFDR (en particulier lorsque l'objet sous test est sujet à des variations de phases, par exemple les modulateurs de phase; dans ce cas l'interprétation des signatures est très délicate).

3.4.2.2 Cas d'un effet doppler non-constant

Pour modéliser un effet Doppler non constant, nous considérons une perturbation harmonique pure pour décrire la variation de chemin optique $x(t)$:

$$x(t) = x_m \sin(2\pi\nu_m t) \quad (3.15)$$

avec x_m amplitude de la perturbation de phase et ν_m sa fréquence. Ainsi, avec l'aide d'une décomposition de Jacobi-Angers [58], le battement de l'Equation 3.13 peut être écrit sous la forme suivante (cf. annexe B) :

$$I(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n\left(\frac{2\pi x_m}{\lambda_0}\right) \cos(2\pi(\gamma\tau_0 + n\nu_m)t + \varphi_0) \quad (3.16)$$

avec λ_0 la longueur d'onde centrale du laser. Les réflectogrammes obtenus par simulation de la relation 3.16 sont présentés à la Figure 3.29. Sans effets Doppler ($x_m = 0$) un seul pic est observé au niveau du réflectogramme. Dans le cas d'une perturbation harmonique pure ($x_m \neq 0$), plusieurs pics latéraux régulièrement séparés du pic obtenu dans le cas sans effet Doppler sont observés sur

le réflectogramme simulé. Les modélisations effectuées nous permettent de déduire que le $n^{ième}$ pic est séparé du pic central par $t_n = n \frac{\nu_m}{\gamma}$ et a comme énergie $E_n = J_n(\frac{2\pi x_m}{\lambda_0})$.

La simulation de la phase spectrale pour les réflectogrammes de la Figure 3.29 permet de voir que celles-ci sont modulées avec une période de modulation dépendante de la vitesse de balayage du laser (Figure 3.30).

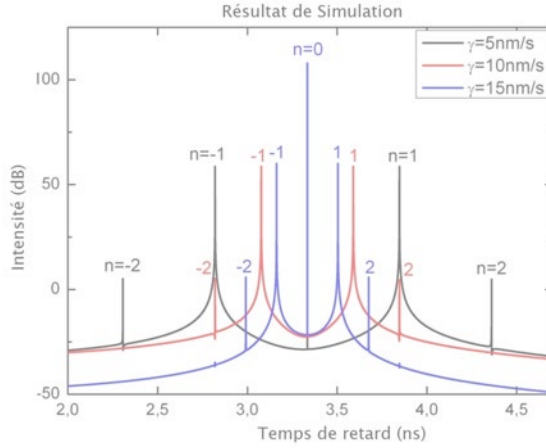


FIGURE 3.29: Simulation du réflectogramme dans le cas d'un effet Doppler non constant

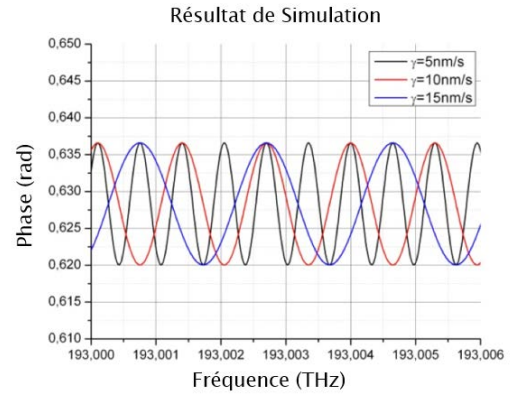


FIGURE 3.30: Phases associées aux réflectogrammes de la Figure 3.29

De cette étude, nous pouvons déduire que le bruit observé au niveau de la mesure de phase spectrale peut être expliqué par des effets Doppler non constant lors de la mesure OFDR. Ces mesures étant réalisées dans des conditions extrêmement contrôlées (en enlevant du banc de test l'ensemble des éléments identifiés comme susceptibles de produire une vibration), nous soupçonnons le dispositif mécanique de ventilation interne au filtre (au « Waveshaper ») comme étant la cause de l'effet Doppler observé. Cela signifie que la mesure est limitée par du bruit interne à l'éta- lon employé et non par une limitation de performance de l'appareil développé.

Notons que bien que la formulation employée pour décrire l'effet Doppler non constant semble très spécifique au cas d'une perturbation harmonique pure, elle est très générale et peut être étendue au cas de perturbations non périodiques avec la décomposition spectrale par l'aide de la transformée de Fourier.

Du fait de la grande sensibilité de l'OFDR (-125 dB dans le cas de notre instru- ment) et de sa dynamique (80 dB pour notre instrument) et des propriétés des fonctions de Bessel, des perturbations de phase de très faible amplitude x_m ou de légères variations au cours du temps de la phase de l'objet sous test peuvent être détectés par l'OFDR. Ainsi, lorsqu'une connaissance précise des caractéristiques

temporelles de la phase n'est pas disponible, l'interprétation des pics du réflectogramme ainsi que l'analyse de leurs phases peut être ambiguë. Plus précisément, lorsque les pics du réflectogramme d'un objet ne sont pas connus a priori, les pics latéraux observés peuvent être attribués à des réflexions spécifiques dans l'objet sous test ou à des effets Doppler. Cependant, la symétrie de ces pics latéraux ainsi que la dépendance de leurs positions à la vitesse de balayage peut être un moyen rapide pour distinguer les pics dus aux effets Doppler des pics représentant des réflexions ou les différents trajets dans l'objet sous test.

3.4.3 Résultats expérimentaux

Des mesures sont réalisées pour illustrer l'accès à des caractéristiques dynamiques par OFDR. La membrane d'une enceinte acoustique est employée selon le protocole expérimental décrit de façon schématique au niveau de la Figure 3.31. La lumière provenant de la source OFDR est dirigée vers la membrane de l'enceinte via une fibre monomode dont l'extrémité liée à l'enceinte est équipée d'une lentille. De ce fait, une fraction de la lumière diffusée à la surface de la membrane est capturée par la fibre puis le battement entre cette lumière et celle qui s'est propagée au niveau du bras de référence de l'interféromètre de mesure est analysée. Différents types de signaux peuvent être implémentés au niveau de l'enceinte à l'aide d'un générateur lié au haut-parleur. Une vibration sinusoïdale pure est ainsi réalisée au niveau de la membrane acoustique en générant une excitation mono-fréquence. Les résultats de la mesure sans vibration puis pour différentes fréquences de vibrations de la membrane sont présentés au niveau de la Figure 3.32. Nous notons l'apparition de pics satellites autour du pic mesuré lorsqu'aucune vibration n'a lieu. Le nombre d'harmoniques observé est différent selon les fréquences de modulation considérées.

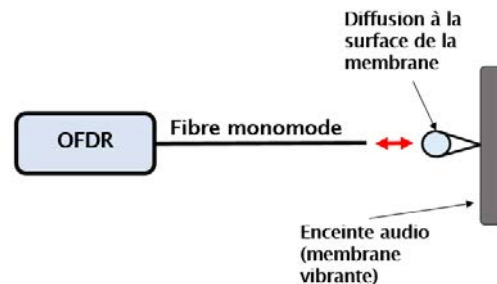


FIGURE 3.31: Mesure OFDR de la lumière diffusée par une membrane vibrante

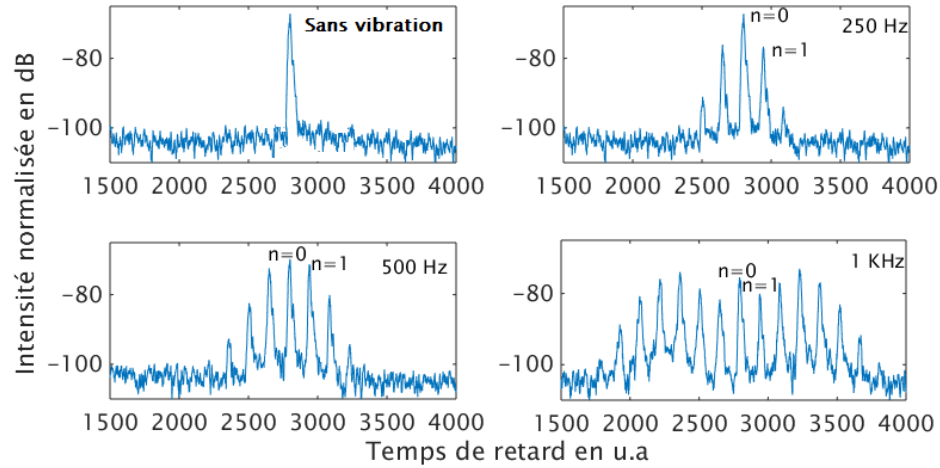


FIGURE 3.32: Réflectogramme OFDR pour différentes fréquences de vibrations de la membrane

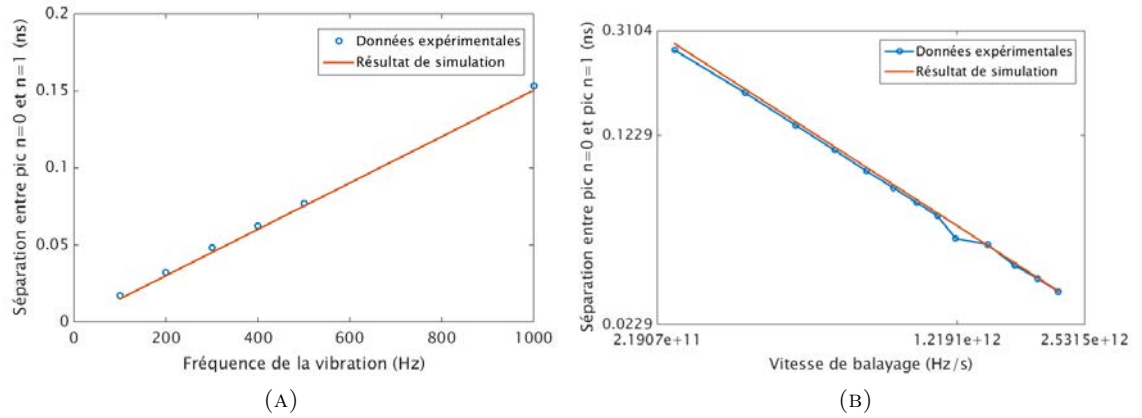


FIGURE 3.33: Variation de la séparation entre un pic de vibration et le pic induit par la diffusion sur la membrane : (A) en fonction de la fréquence de vibration (B) en fonction de la vitesse de balayage du laser

La variation de la position des pics dus à l'effet Doppler par rapport au pic induit par la diffusion sur la membrane est étudiée en fonction de la vitesse de balayage et de la fréquence de vibration. La Figure 3.33a récapitule les résultats obtenus en faisant varier la fréquence de modulation puis en mesurant la séparation entre le premier pic de vibration et le pic correspondant à la diffusion sur la membrane. Celle-ci évolue de façon linéaire, en accord avec les résultats obtenus en simulant la séparation de ces deux pics. S'agissant de la variation de la séparation du $n^{ième}$ pic par rapport au pic central en fonction de la vitesse de balayage, l'évolution obtenue est inversement proportionnelle à la vitesse de balayage. Ainsi, en échelle logarithmique, le graphique représentant l'évolution de la séparation du pic d'ordre $n = 1$ au pic principal en fonction de la vitesse de balayage est

une droite (Figure 3.33b). Ce résultat concorde bien avec la courbe obtenue en simulant la séparation entre le premier pic de vibration et le pic correspondant à la diffusion sur la membrane pour différentes vitesses de balayage, représentée au niveau de la Figure 3.33b.

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié en détail les méthodes de synchronisation d'horloge usuelles publiées dans la littérature. Les études menées nous ont permis de mettre en évidence un mécanisme de désynchronisation d'horloge, et ce en fonction de la position des réflecteurs dans l'interféromètre de mesure.

Pour compenser cette désynchronisation, nous introduisons une méthode de resynchronisation numérique qui a été validée numériquement. La méthode introduite permet de gagner en précision sur la phase et met surtout en évidence le mécanisme délicat de l'horloge dans la réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel.

Par ailleurs, un second mécanisme concernant la signature d'effets dynamiques dans l'interféromètre de mesure lié à l'effet Doppler est mis en évidence. Ces signatures dynamiques peuvent être intéressantes pour la suite du travail dans la mesure où elles peuvent permettre d'accéder aux propriétés dynamiques des fibres optiques (comme cela sera abordé au chapitre 5). Enfin, les performances du banc OFDR réalisé sont étudiées expérimentalement et permettent de montrer la grande sensibilité du banc qui sera exploité pour caractériser les fibres optiques.

Chapitre 4

Analyse de la propagation dans les fibres multimodes

Nous nous intéressons, dans ce chapitre, à la caractérisation de fibres multimodes par OFDR. Dans la mesure où la séparation entre modes peut être faible (comparée à l'élargissement de leurs signatures au cours de la propagation), nous nous intéressons à l'analyse de signatures réflectométriques, en particulier lorsque la résolution spatiale ne permet pas de séparer les modes. Nous abordons également les problématiques d'incertitude lorsqu'il y a ambiguïté sur les diagrammes de dispersion mesurés (condition de résolution des modes non vérifiée). Enfin nous introduisons les méthodes d'analyse temps-fréquence adaptative pour une caractérisation dans les conditions de résolution optimales des fibres multimodes.

4.1 Analyse de la dispersion chromatique de fibres multimodes

4.1.1 Considérations sur la caractérisation de fibres multimodes

4.1.1.1 Résolution instrumentale et Résolution effective

La **résolution instrumentale** (ou pouvoir de séparation) associée à un système de mesure est la séparation minimale qui doit exister entre deux points contigus

pour que le système de mesure soit capable de les discerner correctement. Le critère de Rayleigh [59–61] est généralement employé pour déterminer si deux objets peuvent être distingués par des systèmes optiques. Selon ce critère, deux objets sont observables distinctement lorsqu'ils sont séparés de la largeur à mi-hauteur de la signature correspondant à un objet.

Généralement, meilleur est la résolution instrumentale de l'instrument optique, plus l'instrument est capable de séparer deux objets contigus. Cependant, lorsque nous caractérisons un milieu dispersif, comme c'est le cas des fibres optiques, il est important de différencier la **résolution instrumentale** de la **résolution effective** de la mesure. Nous définissons cette dernière par la largeur à mi-hauteur de la signature après propagation dans le milieu ; elle prend donc en considération la dispersion qui élargit les impulsions. Pour l'étudier, nous modélisons la propagation dans une fibre en considérant celle-ci comme un système linéaire et invariant dans le temps décrit par une fonction de transfert $T(\omega) = \alpha e^{j\beta(\omega)L}$ avec α le coefficient de perte du guide, $\beta(\omega)$ la constante de propagation, L la longueur du guide et ω la pulsation. Considérant une source de lumière $S(\omega)$, la réponse impulsionnelle $r(t)$ de ce guide est définie par :

$$r(t) = TF^{-1} \{S(\omega) \cdot T(\omega)\} \quad (4.1)$$

Afin d'évaluer la relation 4.1, il est commode de développer la constante de propagation $\beta(\omega)$ en série de Taylor. Ainsi, pour une impulsion gaussienne $S(\omega)$ de largeur spectrale σ_ω et centrée en ω_0 et définie de la façon suivante :

$$S(\omega) = e^{-\frac{(\omega-\omega_0)^2}{2\sigma_\omega^2}} \quad (4.2)$$

Pour un guide sans perte, la réponse impulsionnelle $r(t)$ devient (voir annexe C) :

$$r(t) = \sqrt{\frac{1}{2\pi(\sigma_\omega^{-2} - j\beta_2 L)}} \left(e^{-\frac{1}{2}t^2 \frac{1}{\sigma_\omega^{-2} - j\beta_2 L}} e^{j\omega_0 t} \right) * \left(e^{jL\beta_0} \delta(t - L\beta_1) \right) \quad (4.3)$$

avec β_i $i^{\text{ème}}$ terme du développement de Taylor, β_1 et β_2 sont respectivement le temps de groupe normalisé et la GVD et $*$ symbolise le produit de convolution.

L'enveloppe du réflectogramme (module carré de $r(t)$) est une gaussienne centrée sur le temps de groupe ($L\beta_1$) et de largeur à mi-hauteur (τ_2) vérifiant :

$$\tau_2^2 = \tau_1^2 + (\beta_2 \cdot L \cdot K \cdot \Delta\lambda)^2 \quad (4.4)$$

avec

$$K = \frac{\pi c}{\lambda_0^2 \sqrt{2 \ln(2)}} \quad (4.5)$$

où c vitesse de la lumière dans le vide, λ_0 la longueur d'onde centrale de la source, $\tau_1 = 1/(K \cdot \Delta\lambda)$ la largeur à mi-hauteur de l'impulsion sur la face d'entrée de la fibre avec $\Delta\lambda = \sigma_\omega/K$.

Ainsi, du fait que la présence de la GVD induit un élargissement au niveau des signatures d'objets à mesurer, la résolution effective caractérise mieux la mesure que la résolution instrumentale. L'obtention de la résolution effective optimale relève d'un compromis entre la largeur spectrale de la source, le coefficient de dispersion β_2 et la longueur de propagation. Ce point peut être illustré en étudiant la monotonie de la fonction $\tau_2(\Delta\lambda, L)$ en fonction de la variable $\Delta\lambda$. Celle-ci admet un minimum global (son unique extremum) atteint pour $\Delta\lambda_0$ défini par :

$$\Delta\lambda = \frac{1}{K\sqrt{\beta_2 L}} \quad (4.6)$$

La Figure 4.1 est un résultat de simulation de la largeur à mi-hauteur d'une impulsion en fonction de la largeur spectrale de la source $\Delta\lambda$. La valeur de la largeur spectrale pour une résolution optimale a été calculée avec l'Equation 4.6 et est indiquée sur la Figure 4.1 pour chaque longueur considérée. La largeur minimale observée pour chaque cas correspond à celle obtenue pour $\Delta\lambda_0$ calculée analytiquement.

4.1.1.2 Possibilité de séparation des modes dans une fibre multimode

Lorsque nous caractérisons des guides optiques multimodes, il est important de s'interroger sur les conditions expérimentales qui permettent de résoudre les

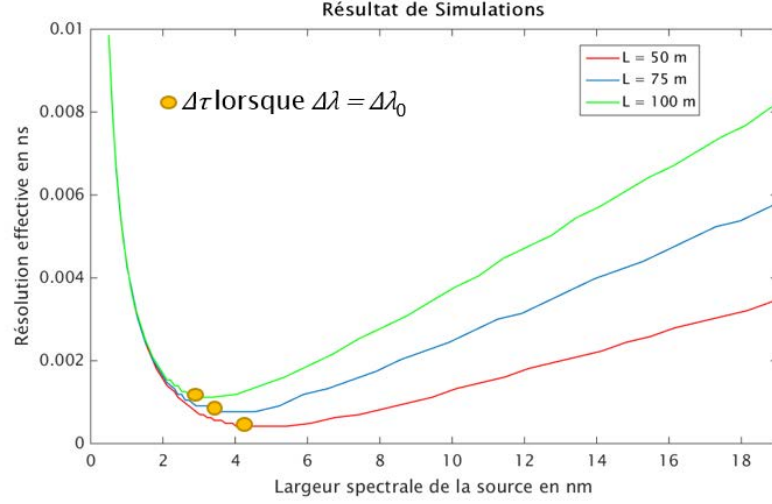


FIGURE 4.1: Evolution de la résolution effective en fonction de la largeur spectrale de la source (résolution instrumentale) pour différentes longueurs de propagation ; Le coefficient du mode simulé vaut $\beta_2 = 10^4 fs^2/m$; La résolution optimale calculée est indiquée pour chaque longueur

modes. Afin d'étudier cet aspect, nous modélisons la propagation dans une fibre multimode en régime linéaire par sa fonction de transfert $T(\omega)$ définie par :

$$T(\omega) = \sum_k \alpha_k e^{j\beta^{(k)}(\omega) \cdot L} \quad (4.7)$$

où α_k est le coefficient de perte associé à la propagation du $k^{ième}$ mode de constante de propagation $\beta^{(k)}$ et, L la longueur de la fibre. Considérons le cas d'une fibre bimodale (deux modes de constantes de propagation $\beta^{(k)}$, $k = 1, 2$) par soucis de simplification. L'élargissement temporel subi par chaque mode après propagation dans le support est déduit de la relation 4.4. La différence de leur temps de propagation de groupe doit être supérieure ou égale à la somme de leur demi-largeur à mi-hauteur tel qu'illustré au niveau de la Figure 4.2 afin qu'ils puissent être observés distinctement.

Cette condition peut être décrite à l'aide de la relation suivante :

$$|\beta_1^{(1)} - \beta_1^{(2)}| > W(L, \Delta\lambda) \quad (4.8)$$

avec

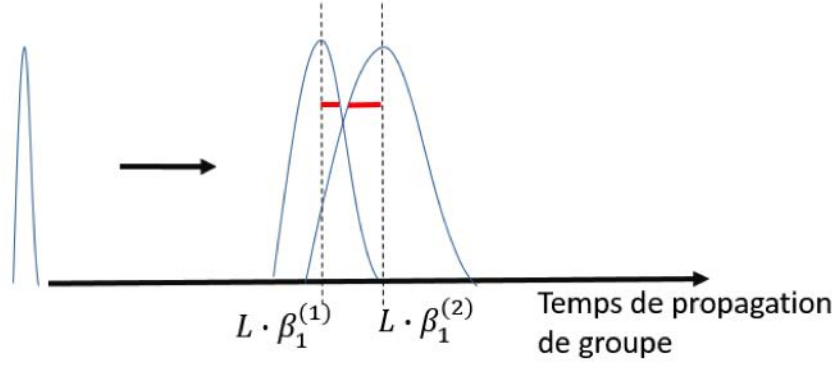


FIGURE 4.2: Illustration du critère de séparation de deux impulsions

$$W(L, \Delta\lambda) = \sqrt{\left(\frac{1}{K \cdot \Delta\lambda \cdot L}\right)^2 + (\beta_2^{(1)} \cdot K \cdot \Delta\lambda)^2} + \sqrt{\left(\frac{1}{K \cdot \Delta\lambda \cdot L}\right)^2 + (\beta_2^{(2)} \cdot K \cdot \Delta\lambda)^2} \quad (4.9)$$

Le critère de résolution (Equation 4.8) montre que les réglages instrumentaux pour résoudre les modes sont délicats car ils dépendent de la longueur de propagation L et de la GVD des modes. L'approche généralement adoptée avec les instruments optiques, consistant à prendre la meilleure résolution instrumentale, n'est pas adaptée au cas qui nous intéresse. Des simulations du critère de résolution pour différents modèles de fibre permettent de remarquer deux cas :

1^{er} cas : la résolution des modes est possible. La simulation Figure 4.3 en est une illustration. Dans ce cas, pour le guide de longueur L modélisé, la séparation des modes est obtenue sur une plage de résolution intermédiaire (correspondante à la plage de largeur spectrale de source comprise entre $\Delta\lambda = 1.8nm$ et $\Delta\lambda = 6nm$; la caractérisation du guide avec une résolution instrumentale « mauvaise » - $\Delta\lambda < 1.8nm$ - ou « très bonne » - $\Delta\lambda > 6nm$ - ne permet pas de résoudre les modes).

2^{eme} cas : la résolution des modes est impossible. La simulation Figure 4.4 illustre un cas de modélisation d'un guide de longueur L donnée pour lequel les modes ne peuvent être résolus.

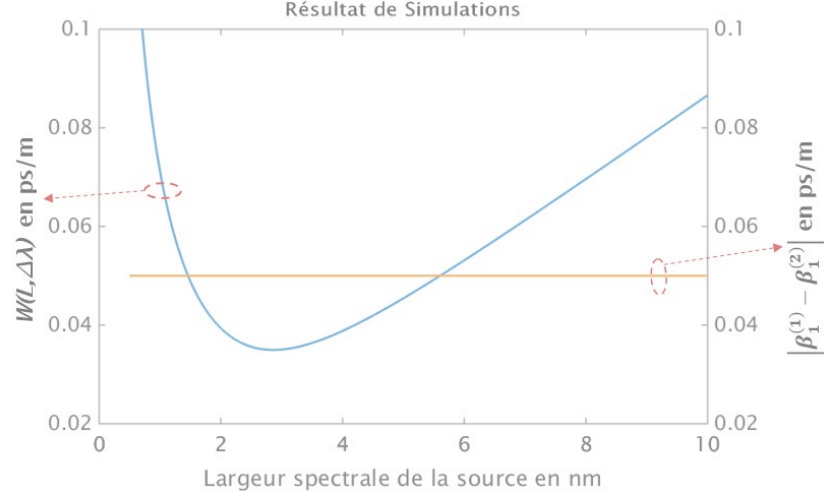


FIGURE 4.3: Simulation du critère de séparation des modes pour $L = 150m$; $\beta_1^{(1)} = 19.95 \cdot 10^{-3} ns/m$, $\beta_1^{(2)} = 20 \cdot 10^{-3} ns/m$, $\beta_2^{(1)} = 12000 fs^2/m$, $\beta_2^{(2)} = 10000 fs^2/m$. Le critère de résolution est vérifié sur les régions du graphique où la courbe représentant $|\beta_1^{(1)} - \beta_1^{(2)}|$ est au-dessus de la courbe de $W(L, \Delta\lambda)$.

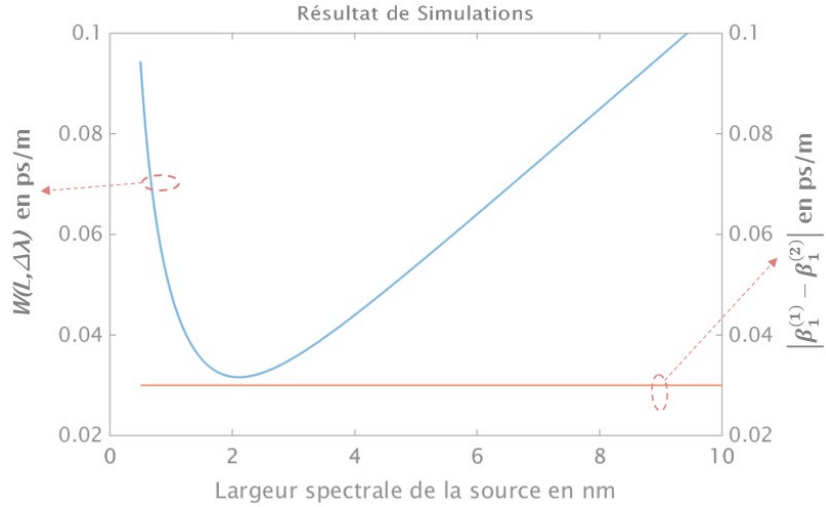


FIGURE 4.4: Simulation du critère de séparation des modes; cas 2 : $L = 100m$, $\beta_1^{(1)} = 19.97 \cdot 10^{-3} ns/m$, $\beta_1^{(2)} = 20 \cdot 10^{-3} ns/m$, $\beta_2^{(1)} = 13000 fs^2/m$, $\beta_2^{(2)} = 14000 fs^2/m$. Le critère de résolution est vérifié sur les régions du graphique où la courbe représentant $|\beta_1^{(1)} - \beta_1^{(2)}|$ est au-dessus de la courbe de $W(L, \Delta\lambda)$.

Des exemples de résultats obtenus par simulation des réflectogrammes du guide du deuxième cas sont donnés à la Figure 4.5 ; ils correspondent aux réflectogrammes pour une largeur spectrale de source $\Delta\lambda = 1nm$ et $\Delta\lambda = 6nm$. De façon surprenante, lorsque les modes ne peuvent être observés distinctement, plusieurs pics ne correspondant pas aux signatures modales à mesurer sont susceptibles d'apparaître sur le réflectogramme (voir Figure 4.5b) des guides dispersifs multimodales. Ainsi, nous observons deux types de réflectogramme pour ce deuxième cas : un seul pic (Figure 4.5a) ou plusieurs pics. Le fait que nous puissions avoir plusieurs pics sur le réflectogramme peut être expliqué en rappelant que le réflectogramme de chaque mode pris individuellement (donné par la relation 4.3) correspond à un système de franges d'enveloppe gaussienne centrée au temps de groupe du mode avec une phase dépendante de la dispersion. Celle-ci induit un « chirp » linéaire fonction de $\beta_2^{(i)} \cdot \Delta\lambda$ (pour le mode $i = 1$ ou 2). La signature correspondant au guide bimodal résulte ainsi d'une interférence des deux systèmes de franges. Ainsi, de façon similaire aux phénomènes d'interférences à deux ondes, le recouvrement des deux signatures peut entraîner l'apparition de *trous* identifiables à des *franges sombres* lors d'interférences destructives et de *pics* lorsque les interférences sont constructives : plusieurs pics ne correspondant pas aux deux modes sont alors observés.

Nous pouvons retenir de ces simulations qu'il y a une difficulté expérimentale à caractériser les modes d'une fibre multimode. Les différents types de signatures induisent une ambiguïté dans l'interprétation des réflectogrammes mesurés. En effet, le fait d'observer plusieurs pics entraîne une ambiguïté sur le nombre de modes ; de plus, l'observation d'un seul pic aussi ne permet pas d'affirmer que le guide est monomode ou multimode. Dans ce dernier cas, nous traduisons l'ambiguïté en une incertitude théorique sur la dispersion qui est mesurée. Nous introduisons cette incertitude à la sous-section suivante.

4.1.2 Incertitude théorique et expérimentale associée à la mesure de dispersion

L'interprétation des signatures obtenues dans le cas des guides multimodes peut être complexe du fait que les pics ne sont pas obligatoirement associés à des signatures modales. De plus, hormis le cas où plusieurs pics sont observés, il peut être ambigu de déterminer si le guide est monomode ou multimode comme en

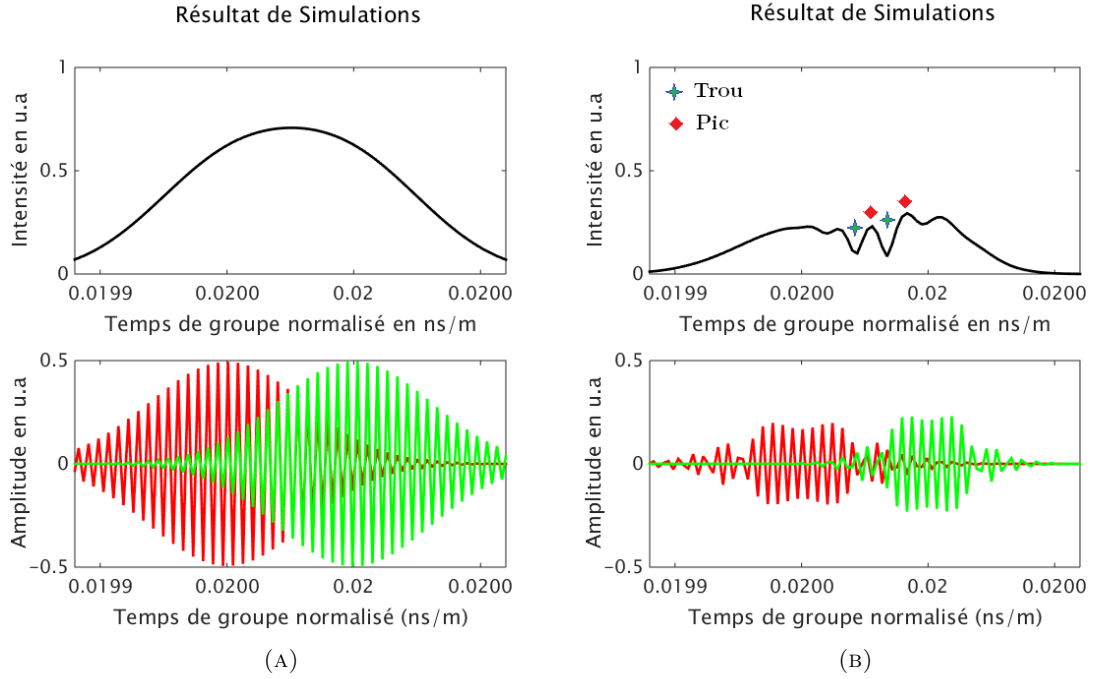


FIGURE 4.5: Différents réflectogrammes lorsque les modes ne sont pas résolus (simulation du cas 2) ; (A) largeur spectrale de source faible (1 nm) ; (B) largeur spectrale de source relativement importante (6 nm). Les figures du haut représentent l'intensité du réflectogramme et les figures du bas le système de franges des deux modes

témoignent les simulations de la sous-section précédente. Lorsque nous analysons le réflectogramme d'une fibre dont le modèle n'est pas connu à l'avance, il n'est pas nécessairement juste d'associer un pic donné à un mode de propagation. Pour étudier l'impact d'une telle interprétation sur la dispersion mesurée, nous nous intéressons à la phase des réflectogrammes lorsqu'un seul pic est détecté et réalisons des simulations sur la dispersion extraite de la phase spectrale des réflectogrammes d'un guide multimode. Pour ce faire, considérons une fibre bimode ayant les propriétés suivantes sur une bande spectrale $[\omega_1 \ \omega_2]$:

- Le temps de propagation de groupe par unité de longueur à ω_1 est le même pour les deux modes : $\beta_1^{(1)}(\omega_1) = \beta_1^{(2)}(\omega_1) = \beta_1$
- Les coefficients de dispersion des deux modes $\beta_2^{(1)}$ et $\beta_2^{(2)}$ sont constants dans la bande et légèrement différents de façon à observer une séparation progressive des courbes de dispersion du temps de groupe en fonction de ω dans la bande $[\omega_1 \ \omega_2]$
- Dans la plage spectrale considérée, un seul pic est observé dans le réflectogramme du guide.

Les courbes de dispersion correspondantes sont illustrées à la Figure 4.6. Par la suite, la réponse impulsionnelle du guide est calculée puis la phase de la réponse impulsionnelle est extraite et différenciée afin d'obtenir la courbe de dispersion du temps de groupe résultante. La pente de la courbe de dispersion est le coefficient de dispersion β_2 résultant.

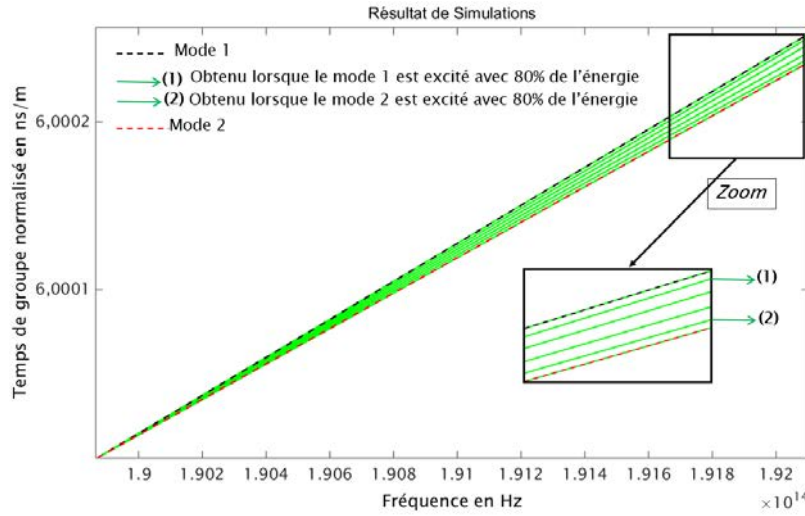


FIGURE 4.6: Illustration de l'incertitude sur la dispersion due à l'ambiguïté sur le modèle; les courbes en pointillé (noir et rouge) représentent les graphiques de dispersion des deux modes simulés; les lignes en vert représentent les courbes de dispersion résultantes pour différentes répartitions de l'énergie modale entre les deux modes simulés

La Figure 4.6 montre le résultat obtenu pour différentes configurations de la répartition de l'énergie entre les deux modes (courbes en vert). Comme nous pouvons le constater, bien que nous ayons simulé un régime bimode, la courbe de dispersion obtenue à travers l'information de phase est linéaire de façon similaire à un régime monomode. Dès lors, il ne semble pas possible de distinguer un guide multimode d'un guide monomode uniquement par la forme de la courbe de dispersion. De façon encore plus marquante, le coefficient de dispersion (pente de la courbe) prend différentes valeurs en fonction de la répartition modale de l'énergie entre les deux modes. Ces valeurs sont comprises dans l'intervalle formé par les coefficients de dispersions des deux modes du guide.

Il apparaît ainsi que la dispersion extraite présente une incertitude, lorsque, dans une situation expérimentale donnée, un seul pic est observé dans toute la bande spectrale. Cette incertitude provient du fait qu'expérimentalement il est impossible de distinguer un guide monomode d'un guide multimode.

Les valeurs du temps de groupe en $\omega = \omega_2$ des modes simulés au niveau de la Figure 4.6 peuvent être exprimé sous la forme :

$$\begin{cases} t_1 = \beta_1 L + (\omega_2 - \omega_1) \beta_2^{(1)} L \\ t_2 = \beta_1 L + (\omega_2 - \omega_1) \beta_2^{(2)} L \end{cases} \quad (4.10)$$

De ce fait, en calculant la différence $t_1 - t_2$, nous obtenons

$$\Delta\omega \Delta\beta_2 L = |t_1 - t_2| = \Gamma \quad (4.11)$$

avec Γ la différence de temps de groupe à ω_1

L'incertitude sur la dispersion peut ainsi être estimée par la relation suivante :

$$\Delta\beta_2 = \frac{\Gamma}{L} \cdot \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda_{tot}} \quad (4.12)$$

$\Delta\lambda_{tot}$ la largeur totale de la plage spectrale d'analyse, L la longueur de l'échantillon et λ_0 la longueur d'onde.

Pour la déterminer dans un contexte expérimental, la différence de temps de groupe (Γ) est prise comme égale à la résolution effective. En supposant un guide bimode, avec des modes dont les coefficients de dispersion sont très proches, nous pouvons estimer cette différence en considérant que la dispersion extraite (β_2) est sensiblement égale à la valeur de la dispersion réelle. Dans ce cas, Γ peut être exprimée par :

$$\Gamma = \sqrt{\frac{1}{(K \cdot \Delta\lambda)^2} + (\beta_2 \cdot L \cdot K \cdot \Delta\lambda)^2} \quad (4.13)$$

L'Equation 4.13 montre que l'incertitude $\Delta\beta_2$ dépend de l'étendue de la plage spectrale sur laquelle l'information de dispersion est obtenue. Elle est d'autant plus faible que l'étendue de la plage spectrale dans laquelle la dispersion est mesurée est importante. La Figure 4.7 montre la variation de l'incertitude en fonction de la dispersion extraite pour différentes longueurs de propagations et largeurs de plage spectrale. Dans chaque cas, la résolution instrumentale est choisie de façon à optimiser la résolution effective. Ce choix est fait en cherchant la valeur de $\Delta\lambda$ qui minimise Γ .

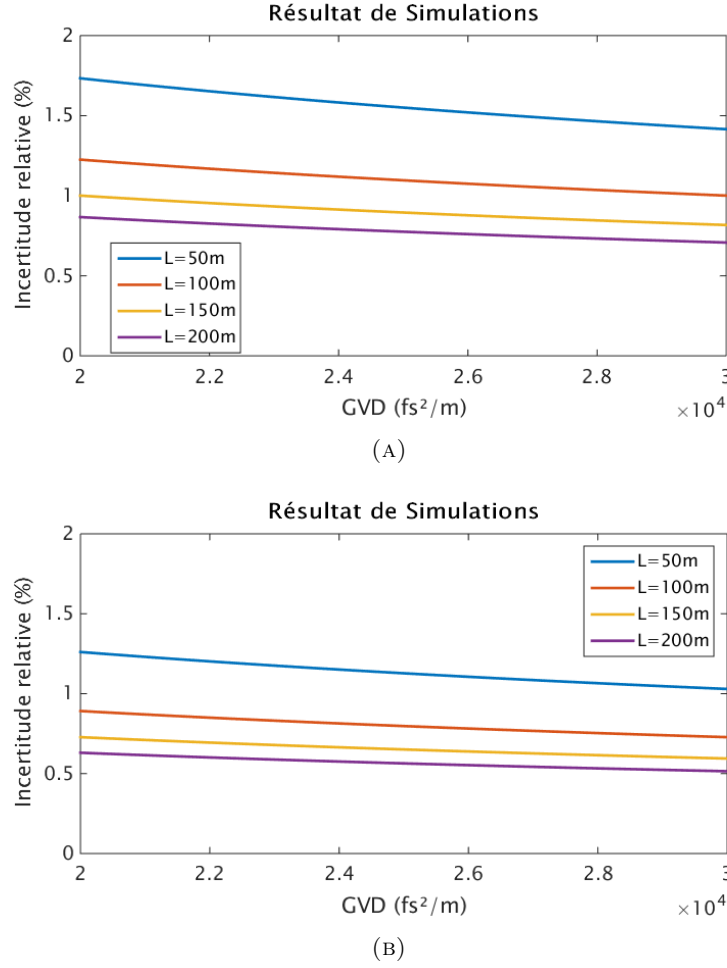


FIGURE 4.7: Incertitude relative sur la dispersion en fonction du coefficient de dispersion mesuré et pour différentes longueurs de propagation : (A) plage d'analyse large de 80 nm; (B) plage d'analyse large de 110 nm

La connaissance de l'incertitude théorique à partir des données expérimentales peut être d'une grande importance pour aider à définir les conditions expérimentales adaptées pour lever l'ambiguïté sur l'interprétation d'une courbe de dispersion. En effet, elle permet de déterminer la longueur d'échantillon L' à partir de laquelle il devient possible d'accéder aux propriétés des modes (lorsque la séparation est possible) en cas de multimodalité. Pour ce faire, une procédure à suivre consiste à chercher la longueur L' à partir de laquelle le critère de séparation (défini par l'Equation 4.6) est vérifié en prenant comme paramètres :

- Différence de temps de groupe normalisée Γ/L
- Coefficient de dispersion $\beta_2^{(1)} = \beta_2 + \Delta\beta_2$ et $\beta_2^{(2)} = \beta_2 - \Delta\beta_2$ pour les deux modes

En résumé, nous pouvons retenir de l'étude menée dans cette section que l'analyse des réflectogrammes des guides multimodes peut s'avérer très complexe. C'est le cas pour les nouvelles fibres en stade de développement lorsque les processus de conception et de fabrication ne sont pas encore totalement maîtrisés. En effet, ces derniers peuvent dévier du fonctionnement souhaité lors de la conception et présenter par exemple des modes additionnels. Pour caractériser les guides dans les conditions de résolution optimales et minimiser l'incertitude sur la dispersion due à l'ambiguïté dans l'analyse des réflectogrammes, nous proposons à la section suivante une méthode de traitement du signal mesuré par OFDR.

4.2 Analyse temps-fréquence par OFDR - Analyse temps-fréquence adaptative

4.2.1 Transposition de l'analyse temps-fréquence utilisée avec la réflectométrie à faible cohérence aux données obtenues par OFDR

Nous utilisons l'analyse temps-fréquence déjà introduite dans le cadre de l'OLCR avec ici quelques modifications importantes. Son principe est basé sur l'enregistrement des réflectogrammes de la fibre pour différentes longueurs d'onde centrales de la source, avec une résolution relativement faible pour éviter un élargissement important des pics du réflectogramme. Une représentation bidimensionnelle de cet ensemble de réflectogrammes permet d'obtenir un diagramme en intensité montrant la dépendance du temps de groupe en fonction de la longueur d'onde.

Avec un OLCR sensible à la phase, l'analyse temps-fréquence est appliquée en exploitant la fonction de transfert complexe de la fibre sur une large plage puis en appliquant un filtrage numérique glissant afin de traiter les composantes spectrales séparément. La fonction de transfert étant enregistrée dans le domaine temporel, les données sont converties dans le domaine fréquentiel à l'aide d'une transformée de Fourier avant l'application du filtrage numérique. Les réflectogrammes filtrés sont transposés dans le domaine temporel par une transformée de Fourier inverse. La largeur du filtre détermine la résolution dans ce cas. Cette approche a été appliquée avec succès à l'analyse des réflectogrammes obtenus par la méthode OLCR pour l'étude des guides cristaux photoniques [23, 34–37, 62], ou des fibres à peu de modes [23] fortement dispersives employées par exemple pour la compensation de la dispersion.

Du fait de la portée limitée de l'OLCR (environ 1 m), l'OFDR sensible à la phase est plus adaptée pour étudier les fibres multimodes. L'application de l'analyse temps-fréquence aux données mesurées par OFDR est ainsi une option qui peut être intéressante. De plus, avec l'OFDR, la fonction de transfert est directement mesurée dans le domaine fréquentiel ce qui permet de s'affranchir de l'étape de transposition des données dans le domaine spectral nécessaire avec l'OLCR. Ainsi avec l'OFDR nous avons un gain en temps de calcul du fait que nous avons une étape de traitement numérique en moins. La Figure 4.8 compare de façon très succincte l'application de l'analyse temps-fréquence à ces deux techniques de mesures.

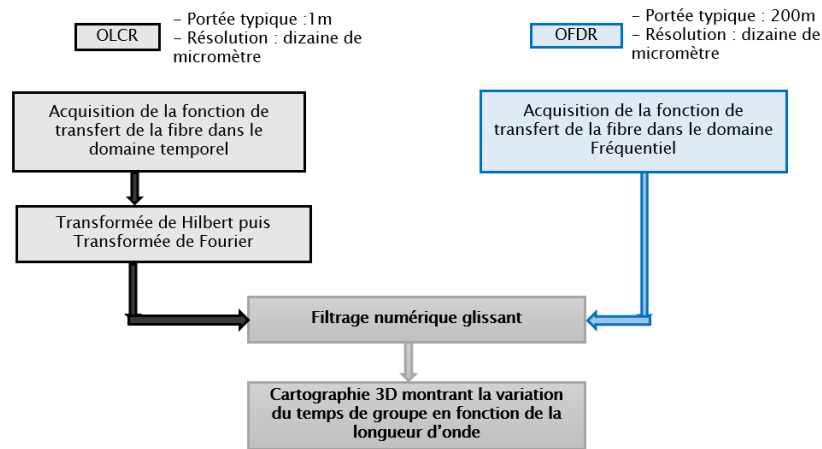


FIGURE 4.8: Comparaison de l'analyse temps-fréquence appliquée aux données mesurées par OLCR et OFDR

Ahn [63] introduit une approche similaire avec l'OFDR pour analyser des fibres à peu de modes. La méthode qu'il utilise consiste à réaliser plusieurs mesures OFDR avec une plage de balayage de 2 nm de largeur. La longueur d'onde centrale est variée par pas de 2 nm dans la bande 1520 nm - 1580 nm. Cette approche manque de flexibilité car elle nécessite une connaissance à priori du support afin de choisir judicieusement la résolution, celle-ci étant fixe. Notons que par rapport à l'approche employée par Ahn [63], la méthodologie que nous proposons offre un gain considérable en temps pour effectuer la mesure. En effet, une seule mesure est nécessaire dans notre cas tandis que l'approche de [63] nécessite d'enregistrer plusieurs réflectogrammes sur la plage spectrale d'intérêt (ce qui peut être pénalisant lorsqu'un échantillonnage dense de la plage spectrale est désiré). L'approche que nous proposons est aussi plus flexible du fait que le filtrage est numérique et qu'il est réalisé par des traitements après la mesure. Cela implique que la résolution

instrumentale soit choisie à loisir après la mesure d'où une possibilité de l'adapter au support.

4.2.2 Analyse temps-fréquence adaptative

4.2.2.1 Présentation du principe dans le cas d'un guide monomode

Pour analyser les fibres multimodes dans les conditions de résolution optimales à chaque longueur d'onde, nous introduisons une méthode de traitement temps-fréquence originale dite « adaptative » qui permet d'adapter automatiquement la résolution instrumentale à la dispersion du guide à la longueur d'onde considérée. Elle est basée sur le fait que la fonction représentant l'élargissement temporel des impulsions en fonction de la largeur spectrale de la source présente un minimum global comme unique extremum. Ainsi, à chaque longueur d'onde centrale du filtre, le réflectogramme est calculé avec une largeur spectrale $\Delta\lambda$ « importante » puis la largeur à mi-hauteur de l'impulsion est calculée. Cette opération est répétée en réduisant $\Delta\lambda$ à chaque itération jusqu'à ce que la largeur spectrale optimale ($\Delta\lambda_{opt}$) soit atteinte. Un algorithme du gradient (Steepest Descent [64]) est implémenté afin d'avoir la convergence vers $\Delta\lambda_{opt}$. Il s'agit de réduire la largeur spectrale du filtre d'une itération à la suivante jusqu'à ce que la relation 4.14 (montrant que le minimum est atteint) soit vérifiée.

$$\frac{\partial}{\partial \Delta\lambda} FWHM(\Delta\lambda) = 0 \quad (4.14)$$

La réduction à appliquer à $\Delta\lambda$ est obtenue à chaque itération grâce aux méthodes de recherches linéaires [64] exploitées en optimisation pour permettre une convergence rapide. En effet, ces méthodes permettent d'avoir le pas de descente optimal (à chaque itération) permettant une réduction suffisante de la largeur à mi-hauteur ; cela permet ainsi d'atteindre plus rapidement la valeur optimale. L'organigramme de la Figure 4.9 donne une description complète de la méthode temps-fréquence adaptative.

L'impact de cette méthode est illustré dans la suite à l'aide de simulations numériques. Pour ce faire, nous considérons un guide monomode quelconque présentant une dispersion variable dans la bande spectrale d'analyse. La courbe « théorique »

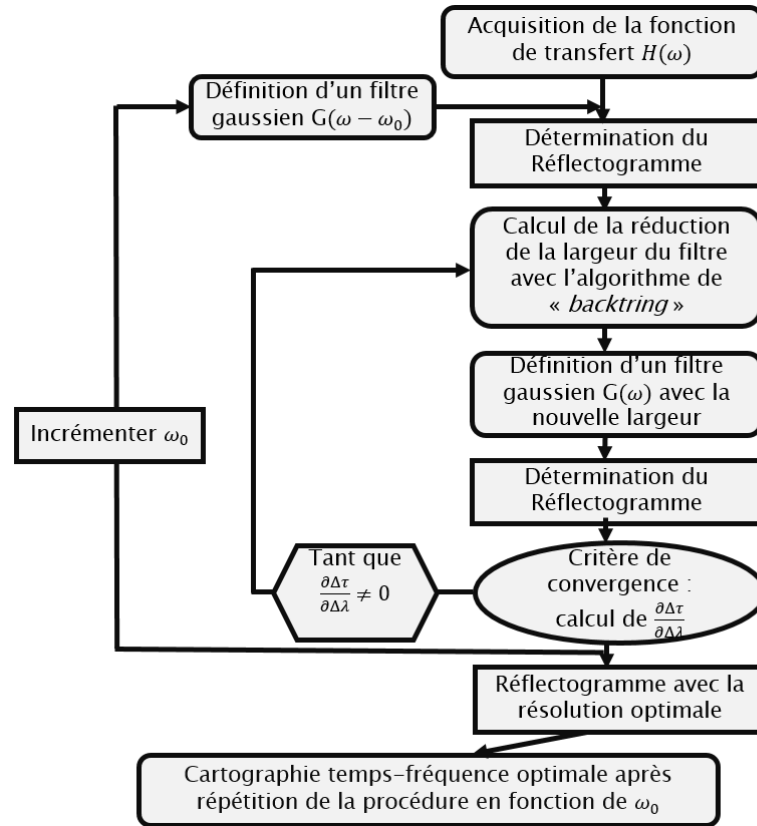


FIGURE 4.9: Description de l'analyse temps-fréquence adaptative

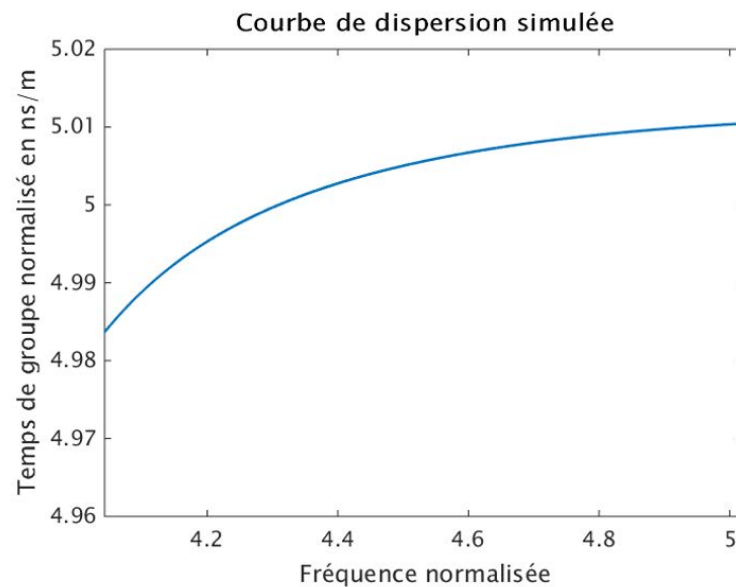


FIGURE 4.10: Courbe de dispersion entrée dans la simulation

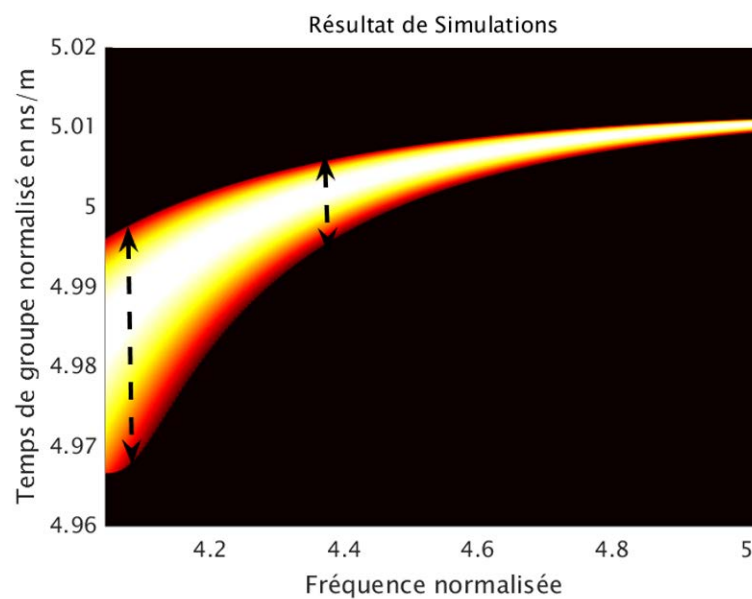


FIGURE 4.11: Vue 2-D du graphique temps-fréquence correspondant à la dispersion simulée avec une résolution fixe

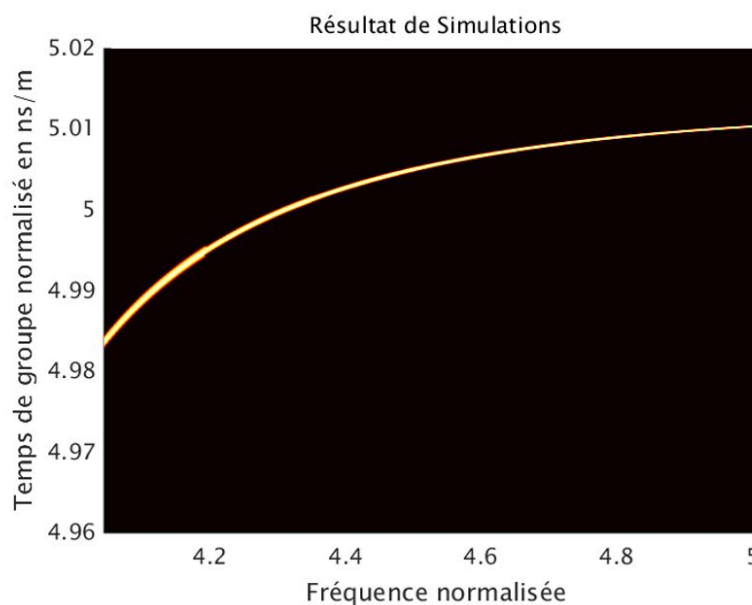


FIGURE 4.12: Vue 2-D du graphique temps-fréquence adaptatif correspondant à la dispersion simulée

correspondant à la dispersion du temps de groupe en fonction de la fréquence spatiale normalisée (définie par l'Equation 2.2) est donnée Figure 4.10. Le graphique temps-fréquence obtenu en prenant une largeur spectrale arbitraire ($\Delta\lambda \approx 50nm$) est représenté Figure 4.11 : nous observons une dégradation variable de la résolution effective qui se traduit par un élargissement variable de la trace obtenue. Le graphique résultant de l'application de la méthode temps-fréquence « adaptative » est représenté Figure 4.12. A chaque longueur d'onde, la largeur du filtre est initialisée à la même valeur que pour le diagramme temps-fréquence standard ($\Delta\lambda \approx 50nm$). Nous pouvons noter pour la dispersion simulée une amélioration très nette de la résolution effective.

4.2.2.2 Généralisation au cas des guides multimodes

La méthode temps-fréquence adaptative décrite au niveau de la section précédente en considérant des guides monomodes est généralisable au cas des guides multimodes. Pour l'illustrer, nous simulons un guide pour lequel les modes présentent des dispersions différentes sur tout ou partie de la plage d'analyse. Les courbes de dispersion de la Figure 4.13 représentent la dispersion du guide bimode que nous avons modélisé. Pour une telle dispersion, le graphe temps fréquence classique présente un élargissement variable pour les différents modes en fonction de la longueur d'onde (Figure 4.14). Nous appliquons la méthode adaptative à chaque mode (ou bien à toutes les traces détectées sur la courbe de dispersion brut) puis le diagramme temps-fréquence optimisé est reconstruit à partir des diagrammes des différents modes (Figure 4.15).

4.3 Application à la caractérisation de fibres optiques multimodes

Le montage OFDR présenté dans le Chapitre 3 est utilisé pour mesurer la fonction de transfert des fibres optiques dans la bande spectrale 1520 nm - 1630 nm. Une seule mesure, de durée inférieure à 1 s, permet d'obtenir la fonction de transfert en amplitude et en phase de l'objet dans toute la bande considérée. Pour réaliser l'analyse temps-fréquence, un filtrage numérique $G(\omega)$ est appliqué aux franges $H(\omega)$. Le réflectogramme filtré $r(\tau)$ pour une longueur d'onde centrale de filtre donné s'exprime de la façon suivante :

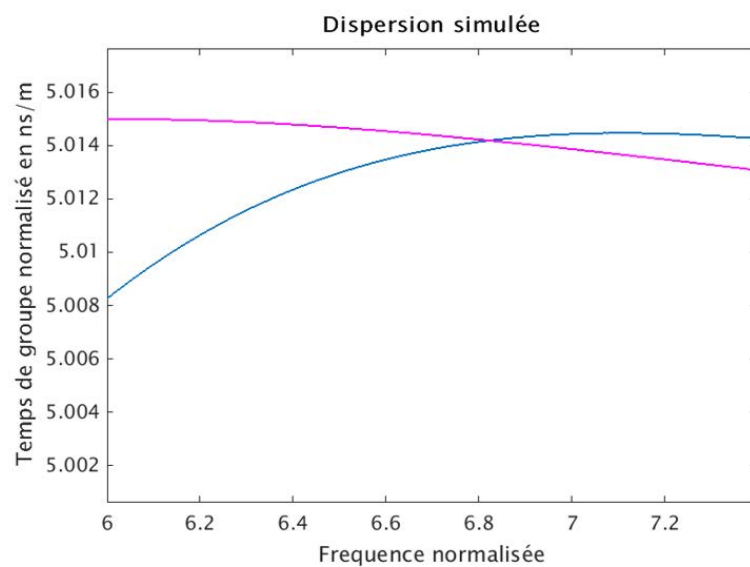


FIGURE 4.13: Courbe de dispersion du guide multimode simulé

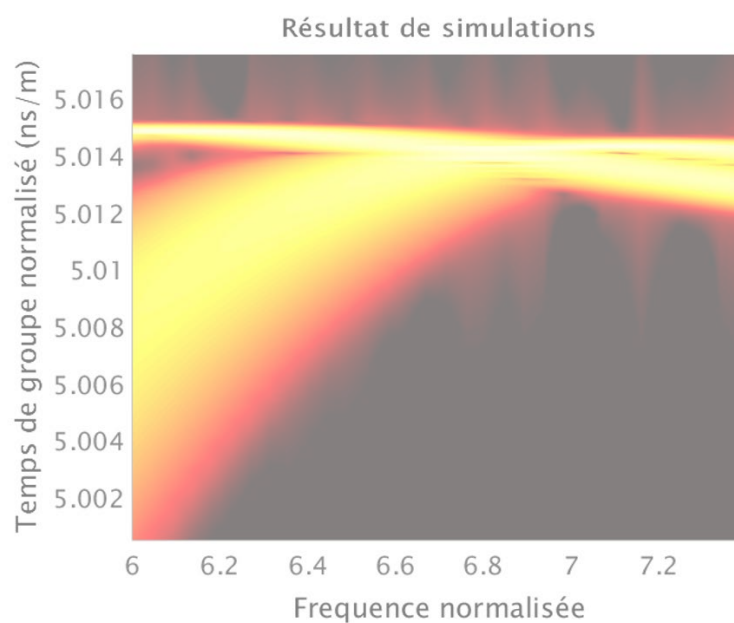


FIGURE 4.14: Illustration de l'analyse temps-fréquence pour analyser la dispersion d'une fibre bimodale - Graphique temps fréquence avec une résolution fixe

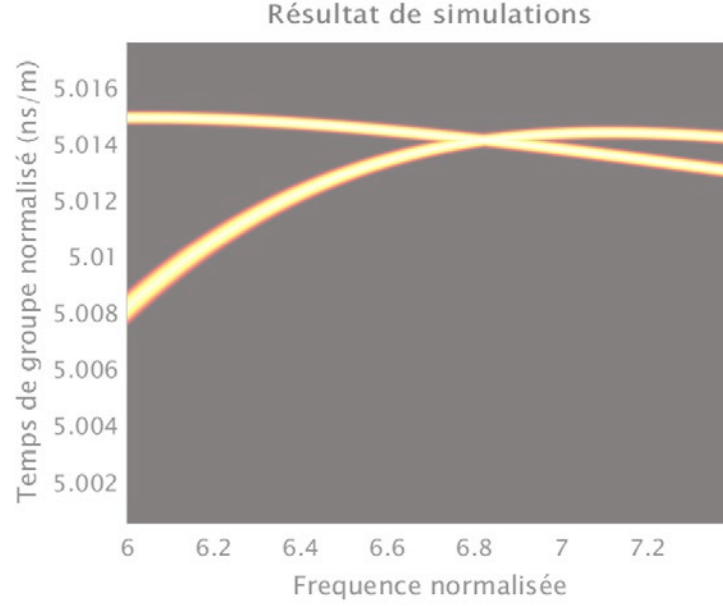


FIGURE 4.15: Illustration de l'analyse temps-fréquence pour analyser la dispersion d'une fibre bimodale - diagramme temps-fréquence adaptatif final

$$r(\tau) = TF^{-1} \{G(\omega) \cdot H(\omega)\} \quad (4.15)$$

La variable τ est la différence de temps entre les bras de l'interféromètre Mach-Zehnder de mesure et détermine le retard de propagation induit par le passage de la lumière dans la fibre.

4.3.1 Caractérisation d'une fibre multimode standard OM3

Avant d'introduire la fibre développée dans le cadre du projet RLDO, nous caractérisons une fibre multimode OM3 de longueur 100 m environ et nous considérons deux conditions d'excitation :

- Excitation monomode : la fibre sous test est excitée à travers une fibre monomode standard avec un alignement adéquat du cœur de la fibre monomode et de la fibre OM3 ; en pratique, nous considérons les tolérances en terme d'alignement d'un connecteur standard LC - PC
- Excitation arbitraire : la fibre sous test est excitée à travers une fibre monomode standard dont l'axe n'est pas aligné avec celui de la fibre sous test.

La Figure 4.16 - (a) et (b) - montre les résultats de mesure de la fibre OM3 dans des conditions d'excitation arbitraires, sans traitement autre que la Transformée de Fourier pour afficher le spectre de la fonction de transfert de la fibre. Nous pouvons observer que sur ce type de signature mesurée sur une large plage spectrale, il est difficile voire impossible d'identifier les pics relatifs aux différents modes. Ainsi, l'analyse temps-fréquence est plus appropriée que l'extraction de la phase pour accéder aux propriétés de dispersion de la fibre. La Figure 4.16(c) est un exemple de réflectogramme filtré sur lequel nous pouvons voir des pics assimilables à des signatures modales (ou de groupes de modes LP). La Figure 4.17 montre les diagrammes obtenus après les traitements par l'analyse temps-fréquence « adaptative ». Elles montrent la dépendance du temps de propagation à la longueur d'onde. Il est ainsi possible d'extraire les courbes de dispersion et de calculer les coefficients de dispersion.

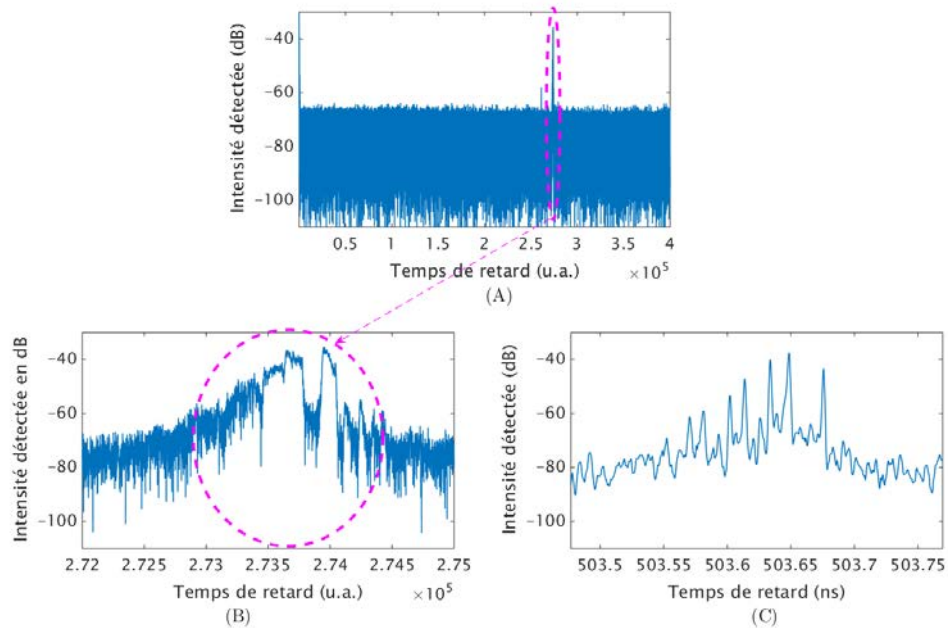


FIGURE 4.16: Mesure OFDR de la fibre OM3 en condition d'excitation arbitraire : (A) vue globale du réflectogramme brut (B) zoom sur la signature de la fibre OM3 (C) exemple de réflectogramme filtré, obtenu après traitement temps-fréquence des données

Les trois modes les plus intenses (en énergie) en excitation arbitraires présentent des valeurs de dispersions chromatiques de l'ordre de $20\text{ps}/\text{nm} \cdot \text{Km}$. L'incertitude théorique sur la dispersion en supposant qu'il y a méconnaissance sur le modèle (pour chaque trace au niveau du diagramme temps fréquence) est de l'ordre de 0.8% (cf. section 4.1.2). Notons cependant que l'identification formelle des modes

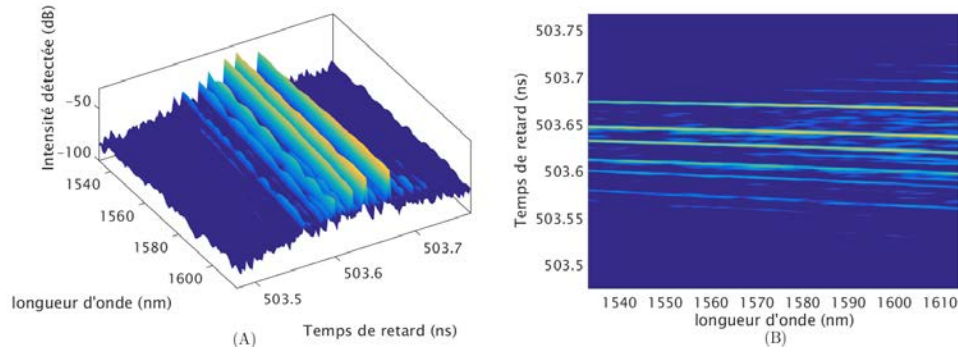


FIGURE 4.17: (A) Représentation 3-D de l'analyse temps-fréquence appliquée au données de la Figure 4.16 ;(B) Vue 2-D de la cartographie temps-fréquence montrant la différence de marche au niveau de l'interféromètre de mesure en fonction de la longueur d'onde

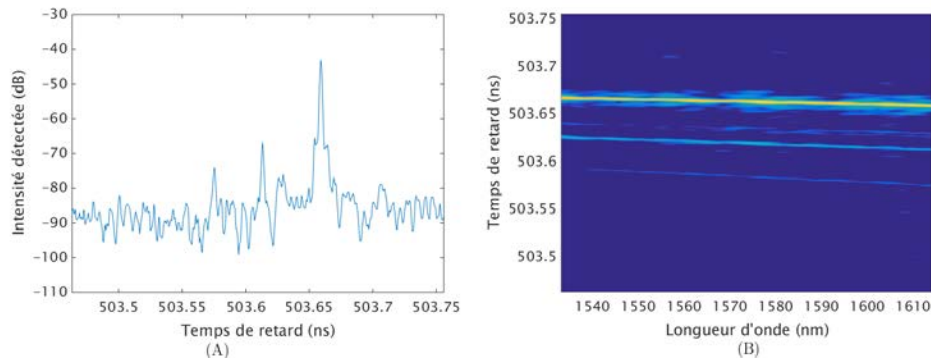


FIGURE 4.18: (A) Exemple de réflectogramme OFDR filtré de la fibre OM3 en condition d'excitation monomode ; (B) Vue 2-D de la cartographie temps-fréquence montrant la différence de marche au niveau de l'interféromètre de mesure en fonction de la longueur d'onde

de propagation excités n'est possible qu'en couplant la mesure OFDR avec une méthode permettant de construire l'image des profils spatiaux d'intensité des modes ou bien en s'aidant des simulations du modèle de la fibre.

La Figure 4.18a représente un exemple de réflectogramme filtré, et la Figure 4.18b le graphique temps-fréquence de la fibre OM3 en condition d'excitation monomode. Nous notons que l'excitation des modes est bien sélective, comparé aux résultats en conditions arbitraires. Trois groupes de modes sont observés avec un taux d'extinction d'environ 20dB par rapport au mode fondamental du mode d'ordre supérieur le plus intense en énergie. Cela implique que les performances en terme de capacité d'une fibre OM3 sont largement améliorées en excitation monomode. Cette amélioration des performances de la fibre OM3 en injection monomode a déjà été observée dans la littérature [65].

4.3.2 Caractérisation de la fibre spéciale RLDO

La fibre RLDO est aussi testée avec la mesure OFDR et l'analyse temps-fréquence. La conception de cette fibre prend plusieurs critères en considération : la compatibilité avec les supports existants (notamment les fibres à gradient d'indice OM3 et OM4 qui sont largement utilisées), faible sensibilité aux courbures, possibilité de transmission haut débit (jusqu'à 10 Gbits/s) sur au moins 100 m en régime de fonctionnement multimode (en utilisant une source VCSEL à 850 nm), régime de fonctionnement monomode ou quasi monomode en utilisant des sources monomodes à 1310 nm et 1550 nm. Pour obtenir la compatibilité avec les supports existants, la fibre RLDO est largement multimode à 850 nm et par conséquent elle est aussi largement multimode à 1310 et 1550 nm. Pour réaliser le régime monomode à 1310 nm et 1550 nm, une technique d'adaptation de modes (Mode-field Matched Center Launch Technique [66]) est utilisée. Cette technique consiste à adapter les distributions spatiales du champ du mode fondamental de la fibre RLDO et de la lumière d'excitation (guidée par une fibre monomode standard) de sorte à ce qu'ils correspondent. Ainsi, uniquement le mode fondamental de la nouvelle fibre est excité. Pour permettre l'adaptation, le profil d'indice de la nouvelle fibre est modifié de sorte à ce que la distribution du champ de son mode fondamental coïncide avec celle d'une fibre monomode standard [67]. Trois préformes ont été réalisées par Prysmian Group dans le cadre du projet RLDO. La Figure 4.19 compare les profils d'indices mesurés pour trois échantillons de fibres RLDO, provenant des trois différentes préformes, au profil qui était ciblé (les profils d'une fibre monomode standard et d'une fibre OM3 sont aussi représentés). Ces profils sont mesurés à l'aide de la méthode du champ proche réfracté - Refracted Near Field (RNF) - [68]. Nous notons une bonne concordance entre les profils d'indice des fibres RLDO avec le profil qui était visé. Dans la suite de cette sous-section, nous caractériserons une fibre provenant de la première préforme (# 1 sur la Figure 4.19) afin de montrer expérimentalement le caractère bi-régime de la fibre RLDO.

La Figure 4.20 et la Figure 4.21 montrent les résultats obtenus en considérant une fibre RLDO de longueur 100 m en condition d'excitation arbitraire et monomode respectivement. Il apparaît qu'en excitation arbitraire, trois traces assimilables à des signatures modales sont détectées alors qu'en excitation monomode, une seule trace correspondant à priori au mode fondamental est mesurée. La mesure

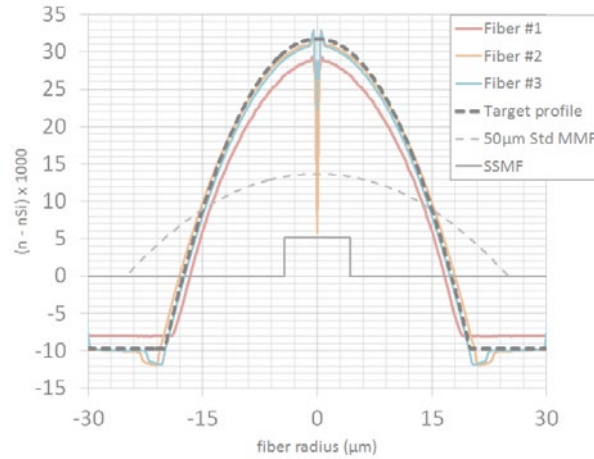


FIGURE 4.19: Profils d'indice des différentes préformes de fibre RLDO réalisés et profil d'indice visé; les profils d'une fibre monomode standard et de la fibre OM3 sont aussi représentés. Source : Prysmian Group

ainsi effectuée montre le régime de propagation monomode qui d'ailleurs n'est pas perturbée par les courbures ou l'épaisseur de la fibre (d'ailleurs la mesure prise pour illustration a été réalisée sur une fibre avec épaisseur). Cette absence de conversion de modes de même que la polyvalence de la fibre montre qu'elle est bien adaptée pour une utilisation dans un réseau domestique.

La dispersion chromatique est calculée de façon similaire à la fibre OM3 et vaut environ $25500 fs^2/m$ ($20 ps/nm \cdot Km$) avec une incertitude de 0.8%.

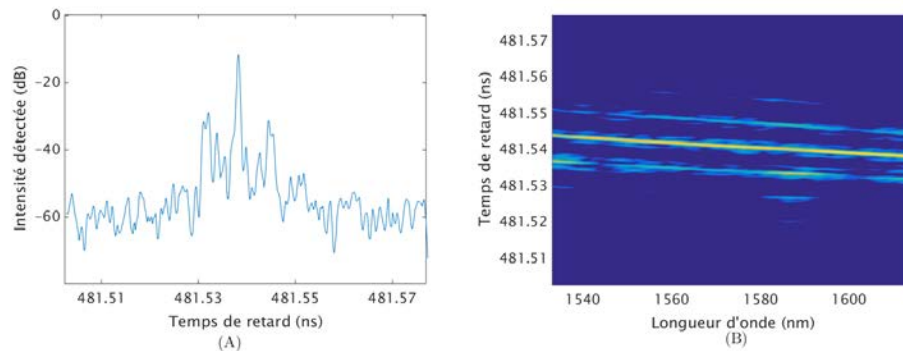


FIGURE 4.20: (A) Exemple de réflectogramme OFDR filtré de la fibre RLDO en condition d'excitation arbitraire; (B) vue 2-D de la cartographie temps-fréquence correspondante

L'incertitude sur la dispersion nous permet de calculer la longueur L' de la fibre qui permettrait d'observer la propagation multimode dans le cas où la trace assimilée à un mode (Figure 4.21) correspondrait en fait à celle de deux modes. Celle-ci vaut $L' = 920m$ avec une résolution d'analyse de $1 \cdot 10^{-3} ns$ (environ $2 \cdot 10^{-4} m$). Ces

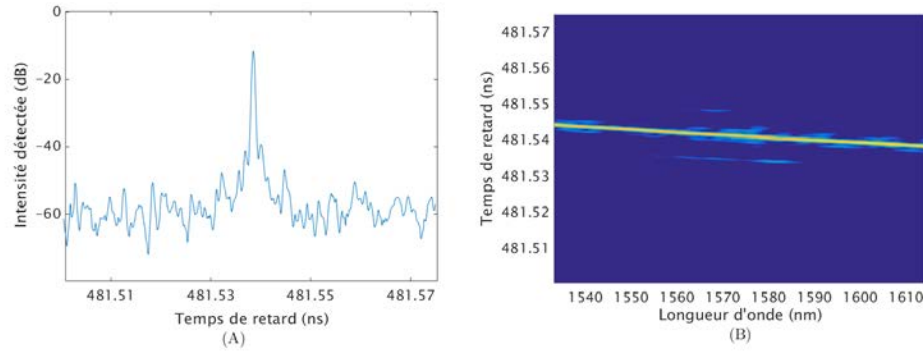


FIGURE 4.21: (A) Exemple de réflectogramme OFDR filtré de la fibre RLDO en condition d'excitation monomode; (B) vue 2-D de la cartographie temps-fréquence correspondante

résultats sont obtenus en appliquant la méthode décrite au niveau de la sous section 4.1.2 de ce chapitre. Cela signifie qu'une fibre RLDO de longueur inférieure à 920 m, excitée à travers une fibre monomode standard, peut être considérée comme monomode du fait qu'un seul mode est détecté par le système. Cette longueur de fibre est compatible avec la portée d'un réseau local domestique.

Il est à noter que pour caractériser des fibres de longueurs aussi importantes, les seuls instruments disponibles offrent une résolution de l'ordre du mètre. Typiquement les réflectomètres dans le domaine temporel (OTDR) les plus performants présentent des résolutions records de 0.25 ns (environ 0.2 m) [69]. Pour un instrument avec une telle résolution, la longueur de fibre nécessaire L' vaut 1500 Km. Des échantillons de dimensions aussi importantes ne sont pas disponibles lors des premières étapes de conception des fibres. Cela montre encore l'avantage d'utiliser l'OFDR pour caractériser les fibres multimodes car elle fournit une grande richesse d'informations à partir d'échantillons de fibres de longueur relativement faibles.

4.4 Conclusion

Nous avons introduit, dans ce chapitre, l'analyse par OFDR de guides multimodes. Une attention toute particulière a été portée sur les façons d'accéder aux propriétés de dispersion des groupes de modes excités.

En particulier, nous avons montré que la résolution spatiale limite les capacités d'observation des modes. Ce résultat semble général et indépendant de la méthode de mesure. Nous le traduisons à travers une incertitude de mesure de dispersion qui

peut néanmoins être exploitée pour déduire les conditions propices à lever ces incertitudes (longueur à envisager pour accéder aux différents modes d'un groupe). Pour étudier expérimentalement les fibres multimodes, nous avons montré qu'il est possible de transposer les méthodes d'analyse temps-fréquence utilisées avec l'OLCR au cas de l'OFDR. Dans un second temps, nous introduisons également une méthode d'analyse temps-fréquence adaptative qui permet d'accéder aux diagrammes de dispersion des fibres étudiées de façon optimale. Cette amélioration de l'analyse temps fréquence repose sur l'introduction d'une résolution adaptée à la dispersion des modes à chaque longueur d'onde.

L'ensemble de ces techniques a été exploité pour caractériser les fibres développées dans le cadre du projet RLDO. Cela nous a permis de démontrer, pour la première fois, une propagation quasi-monomode dans une fibre multimode spécifique (fibre RLDO) lorsque cette dernière est excitée à travers une fibre monomode standard. Ce résultat est intéressant puisqu'il permet d'envisager une transmission optique de signaux numériques à un débit de 10 Gb/s (voir au delà) qui ne serait plus limitée par une dispersion intermodale.

Chapitre 5

Faisabilité d'un réseau local domestique optique de topologie en étoile passive à base de fibres multimodes

La solution de réseau de topologie en étoile passive autour d'un coupleur multimode $N \times N$ semble bien adaptée à une utilisation résidentielle. Cette solution est pérenne, surtout avec l'usage de la fibre RLDO qui est multimode mais avec un comportement monomode à 1310 nm et 1550 nm sous certaines conditions (cf chapitre 4). Cependant, l'implémentation de cette topologie de réseau rencontre quelques difficultés avec la non-uniformité des puissances des différents ports de sorties des coupleurs multimodes lorsqu'ils sont excités avec des sources lasers monomodes. Ce comportement non expliqué des coupleurs, qui dépend également des conditions environnementales de la fibre en amont de la zone de couplage (courbure de la fibre, ...), peut rendre contraignant le bilan de puissance de la liaison optique mais aussi avoir un impact sur la qualité des services. Pour mieux comprendre les phénomènes observés et potentiellement apporter des pistes pour la réalisation d'un prototype fonctionnel de réseau de topologie en étoile passive avec des coupleurs optiques multimodes, nous cherchons à analyser dans ce chapitre – maintenant que nous disposons des outils de mesures appropriés (OFDR) – la propagation dans l'ensemble du réseau d'un point de vue global.

5.1 Etude de la propagation dans les coupleurs et les fibres d'un réseau optique domestique passif

5.1.1 Etude de la propagation dans les coupleurs multimodes

5.1.1.1 Rappel sur les modes couplés et les coupleurs réalisés à partir de fibres monomodes

Dans cette partie, nous nous intéressons exclusivement à la description du fonctionnement des coupleurs directionnels (à l'aide du formalisme des modes couplés). Ils sont réalisés en rapprochant les cœurs de plusieurs fibres optiques par fusion contrôlée, ... (Figure 5.1).

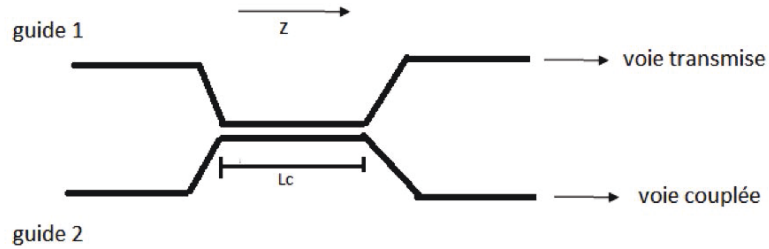


FIGURE 5.1: Représentation schématique d'un coupleur 2×2

Lorsque la distance de séparation entre les deux cœurs est suffisamment faible, la lumière se propageant dans un cœur (suivant différents modes) est perturbée par la présence du deuxième cœur. Cette perturbation entraîne alors des échanges (ou couplage) d'énergie entre les différents modes des deux fibres. En choisissant de manière adéquate la longueur de couplage L_c c.à.d. la longueur sur laquelle la perturbation est introduite, il est possible de définir la puissance qui sera présente dans la voie transmise et dans la voie couplée. Par souci de simplification, considérons le cas d'un coupleur 2×2 , c-à-d comportant deux entrées et deux sorties (cette approche étant facilement généralisable à un coupleur $N \times N$). Dans une telle situation, les équations des modes couplés sont sous la forme [70] :

$$\begin{cases} \frac{da_p(z)}{dz} + j\beta_p a_p(z) = j \sum_q C_{apbq} b_q(z) \\ \frac{db_q(z)}{dz} + j\beta_q b_q(z) = j \sum_p C_{bqap} a_p(z) \end{cases} \quad (5.1)$$

avec a_p l'amplitude complexe du mode p du guide 1, b_q l'amplitude complexe du mode q du guide 2, C_{apbq} coefficient de couplage du mode p vers le mode q , C_{bqap}

coefficient de couplage du mode q vers le mode p et enfin β_p et β_q les constantes de propagation des modes p et q du guide 1 et du guide 2 respectivement.

Lorsque nous considérons des coupleurs monomodes ($p = 1$ et $q = 1$), on montre que l'énergie dans chaque guide en fonction de la position dans l'axe de propagation z est donnée par la relation suivante [71] :

$$\begin{cases} |a_1(z)|^2 = 1 - |b_1(z)|^2 \\ |b_1(z)|^2 = F_{a1b1} \sin^2(|C_{a1b1}| z) \end{cases} \quad (5.2)$$

avec C_{a1b1} le coefficient de couplage du mode du guide 1 vers le mode du guide 2, et

$$F_{a1b1} = \frac{1}{1 + \left[\frac{\beta_1^{(1)} - \beta_1^{(2)}}{2|C_{a1b1}|} \right]^2} \quad (5.3)$$

où $\beta_1^{(1)}$ la constante de propagation du mode 1 du guide 1, $\beta_1^{(2)}$ la constante de propagation du mode 1 du guide 2.

Le facteur F_{a1b1} représente la fraction de l'énergie maximale pouvant être transférée d'un cœur à l'autre. Il peut être observé à partir de l'expression analytique Equation 5.3 que les constantes de propagation des deux modes doivent être identiques (ou très proches) afin que le couplage puisse avoir lieu. Dans le cas du coupleur symétrique, les deux fibres sont identiques et $F_{a1b1} = 1$. Ainsi, par un choix de la longueur d'interaction L_1 , il est possible de fabriquer un coupleur avec une répartition de puissance choisie dans chacun des ports de sortie (voir Figure 5.2).

Nous retenons de cette première étude (qui est par ailleurs largement développée dans la littérature) que le couplage entre les deux guides n'est possible que si les constantes de propagation des guides sont proches. De plus, en raison de la linéarité des équations différentielles, les propriétés spectrales de la source influent pas/ très peu (hormis à travers la variation de F_{a1b1} avec λ qui est faible). Ces deux propriétés sont très générales. La seconde permet d'écarter le fait que la pureté spectrale de la source puisse occasionner les fluctuations de puissance en sortie du coupleur multimode constatées expérimentalement.

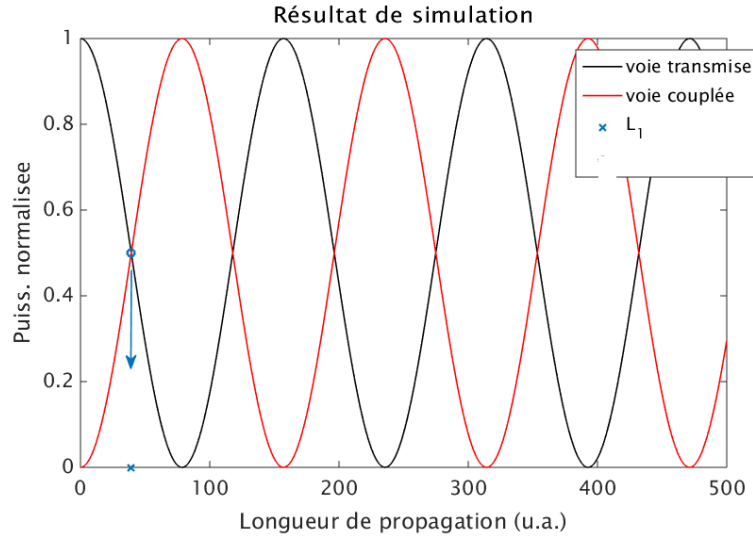


FIGURE 5.2: Coupleur monomode - Puissance transmise et Puissance couplée

5.1.1.2 Etude des coupleurs réalisés à partir de fibres multimodes

Dans le cadre du projet RLDO, le type de coupleur initialement visé est multimode. Dès lors, les résultats expérimentaux obtenus dans les premières expérimentations de la topologie de réseau en étoile passive multimode doivent être analysés plus finement pour espérer pouvoir exploiter ces types de coupleurs. Pour ce faire, nous étudions le fonctionnement des coupleurs réalisés à partir de fibres multimodes.

Nous nous intéressons dans un premier temps au cas où les fibres impliquées ne peuvent transporter que deux modes aux longueurs d'onde des sources considérées. Pour alléger les notations, nous noterons a_1 et a_2 les amplitudes complexes des modes du guide 1 et b_1 et b_2 celles du guide 2 (Figure 5.3).

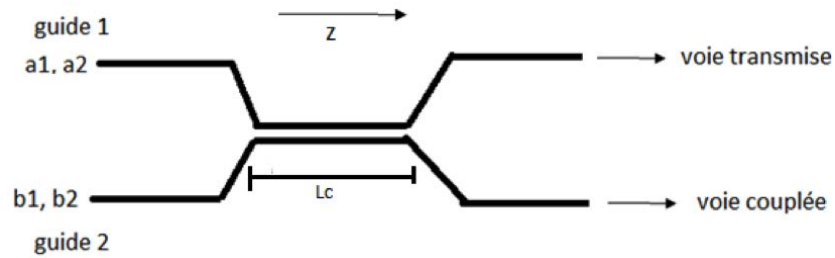


FIGURE 5.3: Représentation schématisée d'un coupleur 2×2 réalisé à base de fibres bimodales

Les phénomènes de couplage entre les deux fibres ne peuvent se produire qu'entre les modes de constante de propagation très proches (voire identiques) et donc

appartenant au même groupe de modes. Ainsi, en considérant que le coupleur est excité à travers le guide 1, la puissance dans chaque mode à une position z est donnée par :

$$\begin{cases} |a_1(z)|^2 = |a_1(0)|^2 (1 - |b_1(z)|^2) \\ |b_1(z)|^2 = |a_1(0)|^2 \sin^2(|C_{a1b1}| z) \\ |a_2(z)|^2 = |a_2(0)|^2 (1 - |b_2(z)|^2) \\ |b_2(z)|^2 = |a_2(0)|^2 \sin^2(|C_{a2b2}| z) \end{cases} \quad (5.4)$$

avec C_{axbx} coefficient de couplage du mode x du guide 1 vers le mode x du guide 2 ; β_x constante de propagation ; $x = 1, 2$.

La puissance totale couplée est obtenue en faisant la somme de la puissance couplée dans chaque mode [70]. La longueur d'interaction L permettant de transférer la moitié de l'énergie incidente au guide 1 vers le guide 2 doit vérifier la relation suivante :

$$|a_1(0)|^2 \cos(2|C_{a1b1}| L) + |a_2(0)|^2 \cos(2|C_{a2b2}| L) = 0 \quad (5.5)$$

Contrairement au cas des coupleurs monomodes, nous remarquons que cette longueur dépend des conditions d'excitation du coupleur. Plus précisément, les propriétés de transmission du coupleur dépendent étroitement de la répartition de la puissance dans chacun des modes de la fibre 1 ($|a_1(0)|^2$ et $|a_2(0)|^2$). Ce résultat est illustré à la Figure 5.4 qui présente la puissance dans la voie couplée pour différentes conditions d'excitation.

Il en est de même pour un coupleur plus général réalisé à partir de fibres multimodes (et supportant un nombre de mode quelconque supérieur à 2). Là encore, la longueur de couplage Lc permettant d'obtenir une puissance équilibrée dans chaque branche de sortie du coupleur dépend des conditions d'excitation. Lc doit vérifier la relation suivante :

$$\sum_i |a_i(0)|^2 \cos(2|C_{aibi}| L) = 0 \quad (5.6)$$

A titre illustratif, la Figure 5.5 montre la puissance dans la voie transmise et la voie couplée pour des conditions d'excitation données. Les simulations concernent le cas d'une fibre susceptible de transporter six modes.

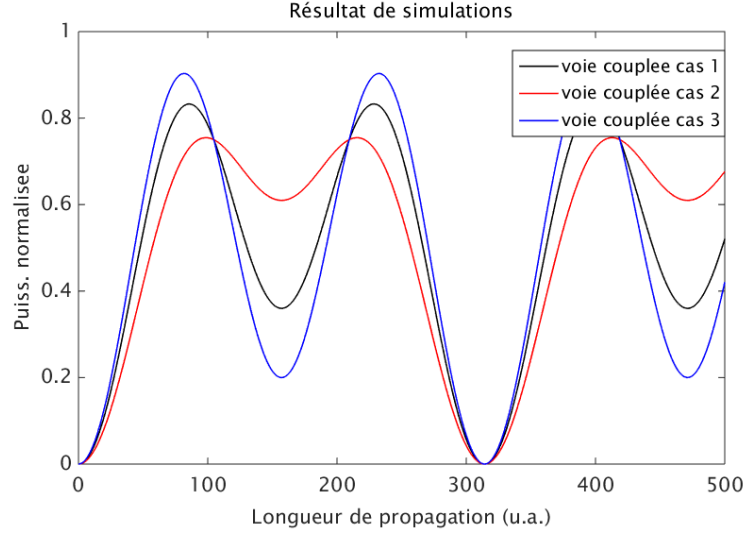


FIGURE 5.4: Puissance au niveau de la voie couplée pour différentes conditions d'excitation. $C_{a1b1} = 0.02$; $C_{a2b2} = 0.01$. Cas 1 : $|a_1(0)|^2 = 0.64$ et $|a_2(0)|^2 = 0.36$; Cas 2 : $|a_1(0)|^2 = 0.3902$ et $|a_2(0)|^2 = 0.6098$; Cas 3 : $|a_1(0)|^2 = 0.8$ et $|a_2(0)|^2 = 0.2$

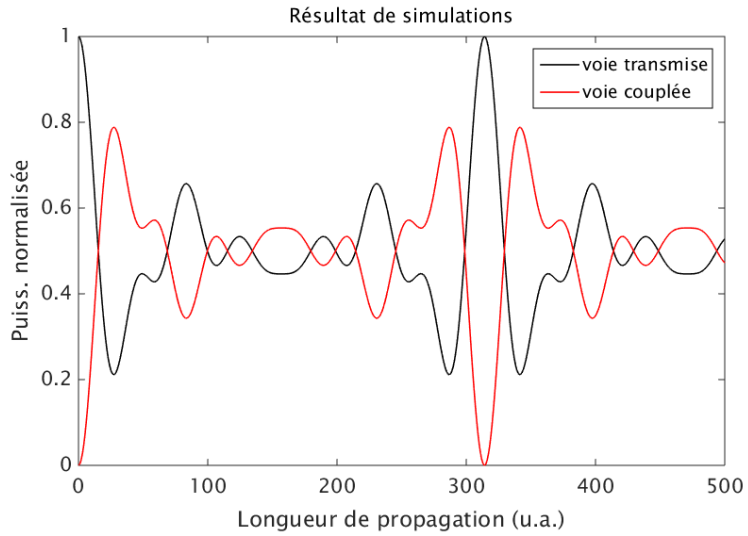


FIGURE 5.5: Puissance transmise et couplée pour 6 modes. $C_{aibi} = 0.04, 0.035, 0.03, 0.025, 0.02, 0.015$ et $|a_i(0)| = 0.1190, 0.1726, 0.0893, 0.1786, 0.2381, 0.2024$

La longueur L de la zone d'interaction du coupleur à réaliser peut être établie en résolvant numériquement l'Equation 5.6 et il convient alors de l'utiliser avec une excitation adéquate.

D'un point de vue expérimental, cela veut dire que lorsqu'on utilise un coupleur commercial, il est nécessaire de savoir pour quelles conditions d'excitation il a été conçu. Cette information est généralement absente dans les spécifications techniques des coupleurs. Ceci s'explique probablement par la raison suivante : les coupleurs multimodes sont essentiellement développés pour être insérés dans des systèmes fibrés multimodes. Or la plupart des systèmes multimodes utilisent des sources optiques du type Diode Electro-Luminescente -Light Emitting Diode (LED) - en régime d'émission spontanée. Le diagramme de rayonnement de ces sources s'apparente à celui d'une source thermique. En plus, l'ouverture numérique des fibres multimodes permet un couplage efficace de la lumière dans la fibre. Dès lors et de façon implicite, la puissance couplée dans une fibre multimode est équirépartie sur tous les modes supportés par la fibre. Ainsi le diagramme d'émission des sources et la façon dont leur lumière est couplée à la fibre multimode (répartition de l'énergie entre les modes) est une caractéristique de première importance pour pouvoir utiliser les coupleurs multimodes.

Le cas d'une source laser à émission par la tranche, qui est le type de source qui nous intéresse dans le cadre du projet RLDO, couplée à une fibre multimode (ou un coupleur multimode) via une fibre amorce monomode est clairement distinct de celui des sources en émission spontanée. En effet, la puissance transportée par les modes de la fibre multimode n'a aucune raison d'être équirépartie entre ces modes. Ainsi, les puissances en sortie du coupleur n'ont aucune raison d'être équilibrées.

Nous notons que le modèle du coupleur multimode présenté ci-dessus permet d'expliquer (ou, au moins, est compatible avec) les résultats expérimentaux sur le réseau local domestique optique (répartition non uniforme de la puissance transmise dans chaque port de sortie du coupleur suivant la source employée). Il subsiste cependant un dernier point à éclaircir. Il concerne le comportement des coupleurs en fonction du temps : la caractérisation des puissances de sortie des coupleurs multimodes montre une dispersion importante des résultats obtenus lorsque les mesures sont répétées plusieurs fois. Cette variabilité peut être assimilée à des fluctuations temporelles des puissances en sortie des coupleurs multimodes (la puissance de la source étant constante). Or ces résultats ne sont pas encore expliqués par le modèle du coupleur car ce dernier n'inclut aucun effet dynamique.

Pour le compléter, remarquons que de part et d'autre des coupleurs (ou plus précisément de part et d'autre de la zone où le couplage entre les cœurs de fibres se produit) se trouvent des fibres multimodes (de quelques cm à quelques m de longueur). Les propriétés de guidage dans ces régions de fibres demandent à être plus soigneusement étudiées.

5.1.2 Etude de la propagation dans les fibres amorces des coupleurs

Des courbures sont occasionnées aux fibres optiques lors de leurs installation dans l'habitat. L'impact des courbures est habituellement décrit d'un point de vue électromagnétique par des transformations conformes [21, 71, 72]. Ces transformations permettent de montrer que les modes sont perturbés dans les zones courbées avec des couplages entre les modes possibles. Par ailleurs, dans une fibre optique réelle, nous pouvons aussi avoir des perturbations des modes du fait très légères imperfections le long de la fibre ou de contraintes résiduelles internes au matériau. Nous choisissons d'étudier leur impact sur la propagation à l'aide des modes couplés.

Le couplage des modes se propageant dans une fibre multimode peut être décrit sous la forme d'un système d'équations différentielles ayant la forme suivante [71] :

$$\frac{da_p(z)}{dz} + j\beta_p a_p(z) = j \sum_q C_{pq} a_q(z) \quad (5.7)$$

avec p : l'indice du mode considéré ; a_p : l'amplitude complexe du champ électromagnétique du mode p ; C_{pq} : le coefficient de couplage entre les modes p et q de la structure ; β_p : la constante de propagation du mode p ; z l'abscisse curviligne le long de la fibre.

Pour simplifier la description de la propagation de la lumière dans la fibre amorce des coupleurs, nous nous limitons au cas où la structure est bimodale ($p = 1, 2$). La résolution des équations du couplage permet d'écrire l'amplitude des champs associés à chaque mode pour une position quelconque suivant l'axe de propagation z (voir [73]) :

$$\begin{cases} a_1(z) = e^{-j\beta_a z} \left[a_1(0) \left(\cos(\beta_b z) - j \frac{\beta_a}{\beta_b} \sin(\beta_b z) \right) + a_2(0) \left(\frac{jC_{12}}{\beta_b} \sin(\beta_b z) \right) \right] \\ a_2(z) = e^{-j\beta_a z} \left[a_2(0) \left(\cos(\beta_b z) - j \frac{\beta_a}{\beta_b} \sin(\beta_b z) \right) + a_1(0) \left(\frac{jC_{21}}{\beta_b} \sin(\beta_b z) \right) \right] \end{cases} \quad (5.8)$$

avec $\beta_a = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2}$; $\beta_b = \sqrt{\beta_d^2 + |C_{12}|^2}$; $\beta_d = \frac{\beta_1 - \beta_2}{2}$.

Le système d'équations 5.8 montre qu'il peut y avoir échange d'énergie entre deux modes lorsqu'ils ont des constantes de propagation identiques ou très proches et donc, des échanges d'énergie peuvent avoir lieu entre les modes d'un même groupe. L'énergie correspondante est donnée par le module carrée de l'amplitude de a_1 et a_2 . Pour le cas de deux modes co-propagatifs et lorsque la propagation est sans pertes, alors, bien que la puissance totale transportée dans la fibre est constante (C_{21} est égal à $-C_{12}^*$ pour la conservation de l'énergie [74, 75]), la puissance dans chaque mode varie au cours de la propagation. Cette variation entraîne une excitation non contrôlée des modes à l'entrée du coupleur du fait de la propagation de la lumière dans les fibres amorces des coupleurs. Ainsi et de façon générale, dès lors que plusieurs modes de la fibre amorce des coupleurs multimodes sont excités, des puissances déséquilibrées dans chaque port de sortie du coupleur sont à craindre (à cause des couplages d'énergies au sein même des groupes de modes dégénérés). Une situation particulière doit toutefois être analysée à ce niveau. Il s'agit de la situation où chaque mode d'un même groupe de modes transporte la même énergie ($|a_1(0)|^2 = |a_2(0)|^2$). Cette situation est semblable au cas où la source employée fonctionne en régime d'émission spontané pour lequel les puissances des ports de sortie des coupleurs sont équilibrées. Les champs dans la fibre sont alors décrits par :

$$\begin{cases} a_1(z=0) = a_0 e^{j\varphi_1(0)} \\ a_2(z=0) = a_0 e^{j\varphi_2(0)} \end{cases} \quad (5.9)$$

où $\varphi_{1,2}$ représente respectivement la phase de l'excitation du mode 1 et du mode 2; notons θ la phase de C_{12} . Après résolution des équations de propagation sur une distance z , il vient :

$$\begin{cases} |a_1(z)|^2 = a_0^2 + a_0^2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2 - \theta) \sin(2|C_{12}|z) \\ |a_2(z)|^2 = a_0^2 - a_0^2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2 - \theta) \sin(2|C_{12}|z) \end{cases} \quad (5.10)$$

Lorsque les modes sont excités avec la même énergie et que le couplage intermodal est sans perte (C_{12} réel). Deux cas sont alors possibles :

- a) $\varphi_1(0) = \varphi_2(0)$:** D'après les relations 5.10, l'énergie dans chaque mode reste constante quel que soit z avec $|a_1(z)|^2 = |a_2(z)|^2$; De plus $\varphi_1(z) = \varphi_2(z)$. Les

effets de couplages sont complètement symétriques (la puissance couplée du mode 1 vers le mode 2 est égale à celle du mode 2 vers le mode 1) et n'entraîne pas de déphasage relatif entre les modes 1 et 2. La Figure 5.6 illustre cette situation.

- b) $\varphi_1(0) \neq \varphi_2(0)$: L'amplitude complexe de chaque mode varie avec z tout comme le déphasage relatif entre les modes. La Figure 5.7 présente un exemple de simulations d'évolution de la puissance et de la phase de chaque mode d'un même groupe de modes en fonction de z .

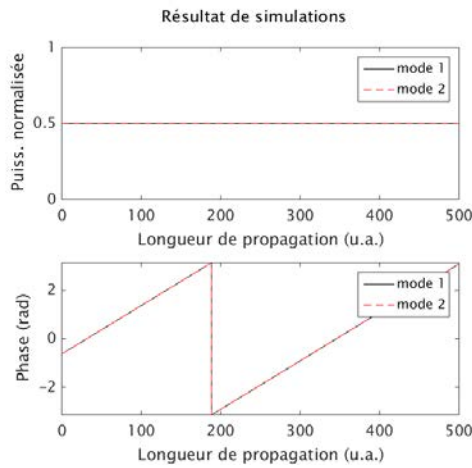


FIGURE 5.6: Simulation du couplage - excitations modales avec même énergie et même phase. $C_{12} = 0.02$, $a_1(0) = a_2(0) = 4e^{-j\pi/6}$

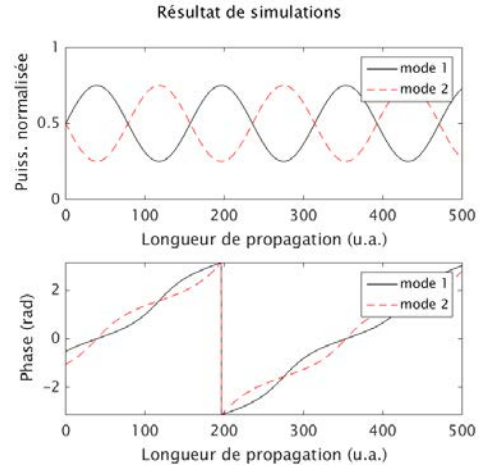


FIGURE 5.7: Simulation du couplage - excitations modales avec même énergie et différentes phases. $C_{12} = 0.02$, $a_1(0) = 4e^{-j\pi/6}$ et $a_2(0) = 4e^{-j\pi/4}$

En résumé, en présence de perturbations, des phénomènes de couplage entre les modes d'un même groupe de modes d'une fibre multimode amènent à prédire que les conditions d'excitation d'un coupleur fibré multimode sont à priori difficilement contrôlables. Elles sont susceptibles de fluctuer dès lors que les courbures dans les fibres amorces des coupleurs évoluent. Dans le cas d'une topologie de réseau entièrement réalisée à base de fibre et de coupleurs multimodes, cela est inévitable puisque la courbure des fibres dans une installation domestique ne peut être imposée.

5.1.3 Analyse des propriétés des coupleurs

5.1.3.1 Méthodologie exploitée

Pour caractériser les coupleurs optiques, nous utilisons une méthode proposée par Gottesman et al. [76, 77] dans le cas des résonateurs annulaires avec la réflectométrie complexe sensible à la phase. Cette méthode est basée sur la sensibilité de l'OLCR aux paramètres des résonateurs (coefficient de couplage, pertes dans la cavité, longueur de la cavité, ...). L'analogie entre la résonance de celle-ci avec celle d'une cavité Fabry-Pérot est exploitée pour extraire les paramètres à partir des réflectogrammes mesurés en transmission. Les trajets multiples entre les miroirs de la cavité de Fabry-Pérot sont représentés par les tours au niveau de la boucle du résonateur annulaire (voir Figure 5.8).

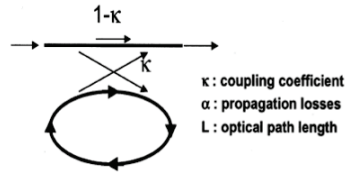


FIGURE 5.8: Schéma descriptif simplifié d'un résonateur annulaire [77]

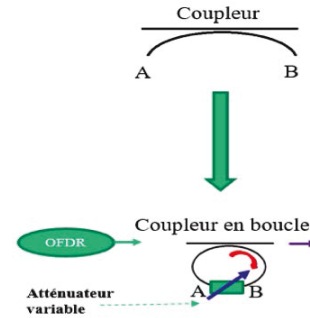


FIGURE 5.9: Description schématique de la méthodologie employée pour analyser les coupleurs multimodes par réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel

Les coupleurs optiques 2×2 peuvent être étudiés en régime de cavité annulaire en réalisant une boucle optique tel que décrit au niveau de la Figure 5.9. Du fait des longueurs de fibres amorces (1 à 5 m) des coupleurs, l'OFDR est mieux indiqué que l'OLCR pour accéder aux propriétés du couplage en régime de cavité annulaire. Cette approche permet d'accéder directement aux paramètres du couplage et de la cavité à partir de la réponse impulsionnelle (coefficient de couplage et pertes dans la cavité). En effet, la fonction de transfert dans le domaine spectral de la cavité peut être écrite [77] :

$$h(\nu) = t + \frac{(|t|^2 - 1)}{t^*} \sum_{k=1}^{\infty} (\alpha \cdot t \cdot e^{j\varphi})^k \quad (5.11)$$

avec t facteur de transmission du coupleur ($t \cdot t^* = 1 - \kappa$; κ coefficient de couplage du coupleur), α les pertes dans la boucle et $\varphi = \frac{2\pi \cdot n \cdot L}{\lambda}$ déphasage dû à la propagation dans la boucle, n représente l'indice de réfraction, L la longueur de la boucle, λ la longueur d'onde. Cette relation permet de voir que la signature de la cavité dans le domaine temporel est composée d'un ensemble de pics régulièrement espacés. L'exposant k représente ainsi le nombre de tour dans la boucle correspondant au $k^{\text{ième}}$ pic. Cela peut être vu au niveau des réflectogrammes simulés en exploitant la réponse d'une cavité annulaire de longueur L donnée (Figure 5.10).

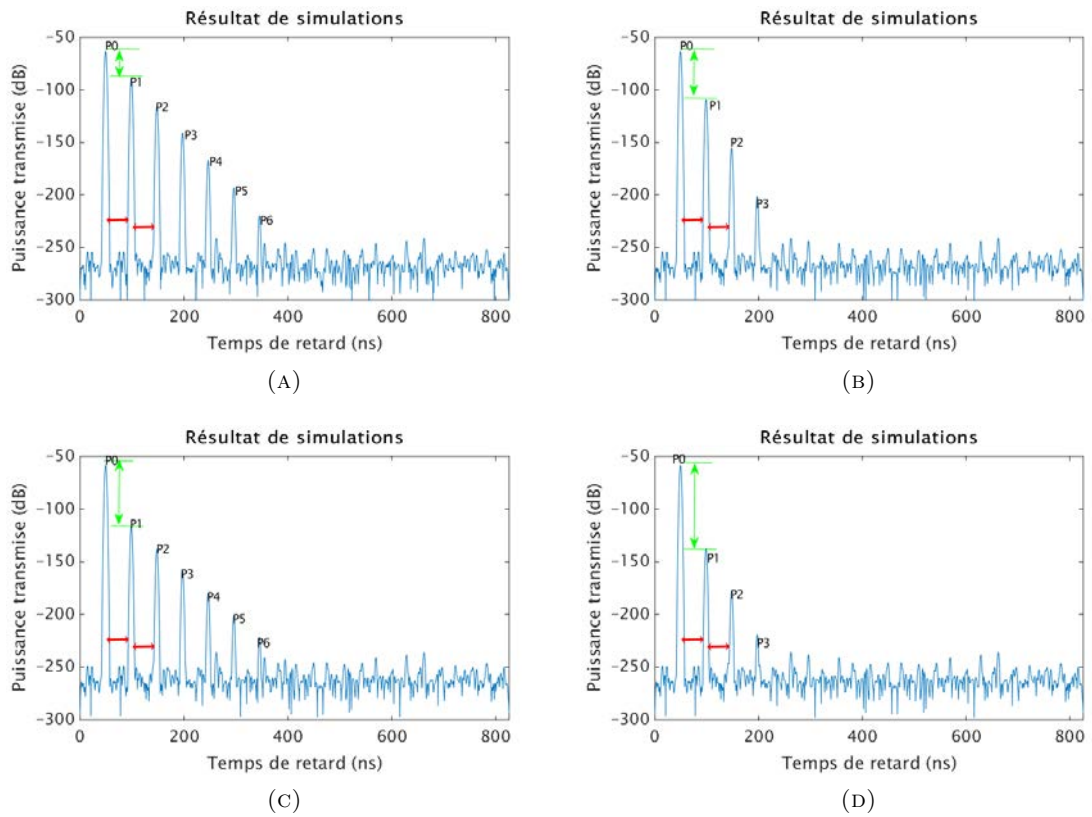


FIGURE 5.10: Simulations de réflectogrammes OFDR pour différentes configuration du coupleur en régime de cavité annulaire; Le temps de propagation dans la boucle est fixe; (A) $\kappa_{dB} = -3$ dB $\alpha_{dB} = -10$ dB; (B) $\kappa_{dB} = -3$ dB $\alpha_{dB} = -20$ dB; (C) $\kappa_{dB} = -10$ dB $\alpha_{dB} = -10$ dB; (D) $\kappa_{dB} = -10$ dB $\alpha_{dB} = -20$ dB; κ_{dB} et α_{dB} représentent κ et α exprimé en échelle logarithmique

A partir des simulations effectuées, nous pouvons voir que le temps de retard correspondant à la propagation dans la cavité de même que les puissances associées aux différents tours dans la boucle peuvent être extraits directement des réflectogrammes enregistrés. Ces derniers sont modulés par les propriétés de propagations dans la cavité. Nous pouvons ainsi extraire les propriétés de couplage en exploitant les différentes puissances transmises. En effet, la puissance absolue associée au pic

P_0 correspondant au trajet direct dans le coupleur puis les pics P_i ($i = 1, 2, \dots, k$) aux différents tours dans la cavité sont liés aux paramètres du résonateur par la relation suivante :

$$\begin{cases} P_0 = (1 - \kappa)P_{in} \\ P_k = k^2 \alpha^k (1 - \kappa)^{k-1} P_{in} \end{cases} \quad (5.12)$$

avec P_{in} la puissance injectée dans l'anneau et $k > 0$.

Remarquons que P_k/P_{k+1} ($k > 1$) est une constante ; ainsi, en nous intéressant aux puissances détectées au niveau du réflectogramme, en particulier P_0 à P_2 , nous pouvons retrouver les paramètres du coupleur en résolvant un système d'équations (la méthodologie est vérifiée en comparant les paramètres entrés dans la simulation à ceux extraits des réflectogrammes). L'intensité relative détectée est suffisante pour obtenir les caractéristiques de la cavité, il n'y a pas nécessité à connaître les puissances absolues de chaque pic. De plus, l'extraction des paramètres ne nécessite la connaissance d'aucun autre pic du réflectogramme en dehors des trois premiers. Les simulations de la Figure 5.10 permettent aussi de remarquer, comme signalé par [77] dans le cas de l'OLCR, la grande sensibilité des réflectogrammes enregistrés aux paramètres de couplage de la cavité ainsi qu'aux pertes dans la boucle. Plus κ est important, plus la différence de puissance entre P_0 et P_1 est importante mais la différence de puissance entre deux pics successifs correspondants aux tours dans la boucle est faible (comparer les réflectogrammes Figure 5.10a et Figure 5.10c). Pour α important, la différence entre P_0 et P_1 est marquée de même que la différence de puissance entre les pics successifs au-delà de P_1 (voir les réflectogrammes Figure 5.10b et Figure 5.10d).

Cette approche permet ainsi d'analyser le fonctionnement du coupleur ; la caractérisation est faite de façon indépendante des pertes d'insertion. Nous l'appliquerons dans la suite à des coupleurs standards monomode du commerce pour valider l'approche puis cette méthode est utilisée pour caractériser des coupleurs multimodes standards.

5.1.3.2 Application à l'analyse des coupleurs optique

La méthodologie présentée à la sous-section précédente est appliquée à l'analyse d'un coupleur monomode standard disponible dans le commerce. Cette analyse est

réalisée dans le but de valider l'approche d'un point de vue expérimental. La Figure 5.11 décrit de façon schématique le montage expérimental pour enregistrer la réponse impulsionnelle du coupleur en régime de cavité annulaire. Un atténuateur variable, réglé à -20 dB, est inséré au niveau du montage.

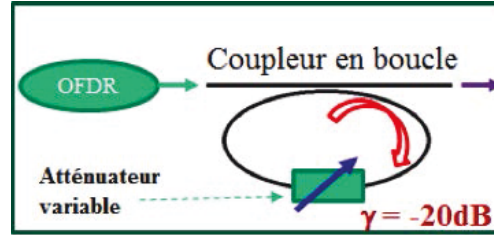


FIGURE 5.11: Schéma descriptif du montage en mode transmission pour analyser le coupleur monomode

La signature temporelle obtenue est composée d'un ensemble de pics régulièrement espacés (voir Figure 5.12). L'intensité détectée présente une décroissance régulière (pics P_1 , P_2 et P_3); cela témoigne ainsi de la conformité de la signature mesurée à la réponse impulsionnelle d'un résonateur annulaire. La séparation régulière entre les pics permet de déduire directement la longueur de la boucle optique; les intensités des trois premiers pics sont exploitées pour obtenir le coefficient de couplage et les pertes dans la boucle.

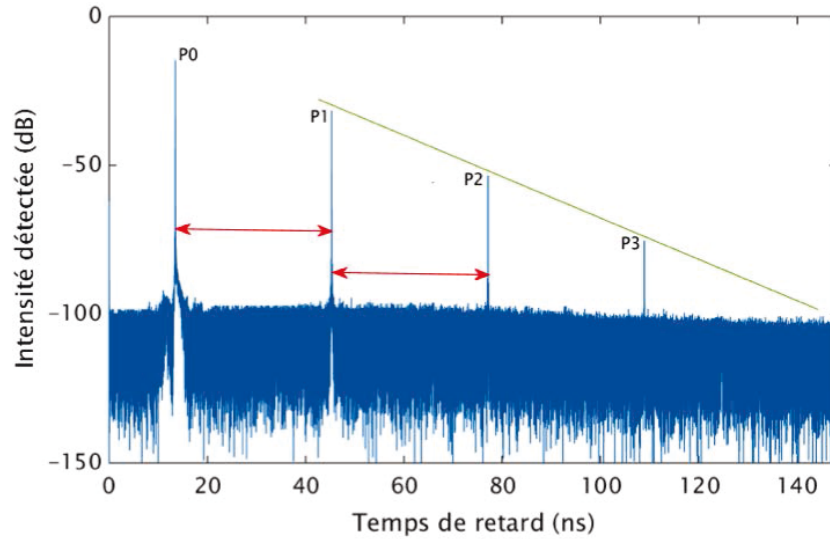


FIGURE 5.12: Réflectogramme OFDR d'un coupleur monomode commercial

Le paramètre $\kappa_{dB} = -3.4dB$ (avec un écart type sur vingt mesures environ égal à $0.5dB$) que nous extrayons des trois premiers pics est en bonne adéquation avec les données du fournisseur du coupleur monomode. Nous mesurons pour les pertes dans la boucle $\alpha_{dB} = -19.8dB$ ce qui est très proche de la valeur réglée au niveau

de l'atténuateur variable ($\gamma = -20dB$).

La méthodologie décrite est exploitée pour mesurer les paramètres d'un coupleur multimode en régime de cavité annulaire. Il s'agit d'un coupleur en fibre multimode standards OM3. Les caractéristiques données par le constructeur prévoient un fonctionnement uniforme du couplage (-3 dB comme coefficient de couplage). Ce coupleur, inséré dans le montage expérimental est excité à travers une fibre monomode standard. La Figure 5.13 montre un exemple typique de réflectogramme en régime de cavité annulaire pour le coupleur en fibre OM3.

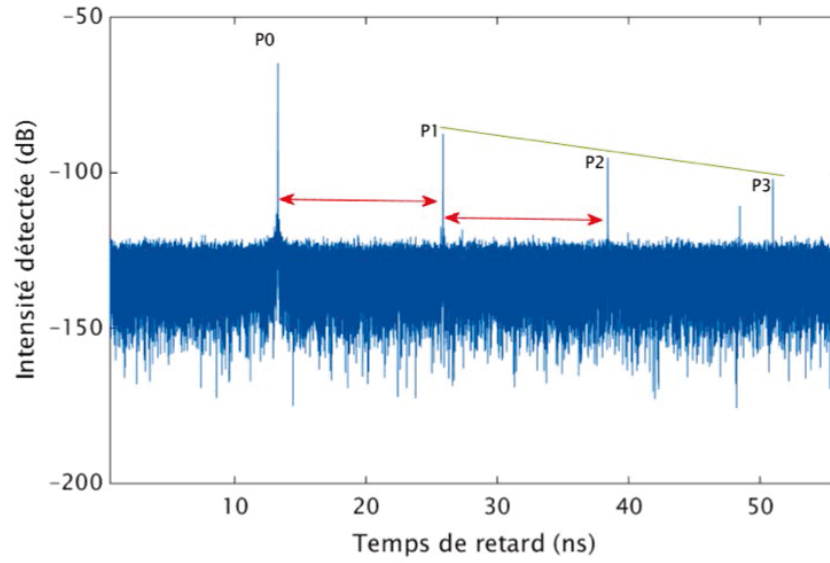


FIGURE 5.13: Réflectogramme OFDR d'un coupleur multimode du commerce

Le réflectogramme présente un ensemble de pics, régulièrement espacés. L'espacement permet de retrouver la longueur de la boucle. Les pics P_1 à P_3 présentent une décroissance régulière en intensité (conformité avec le modèle de la réponse impulsionnelle d'une cavité annulaire). Le saut *important* de l'intensité entre les pics P_0 et P_1 puis la décroissance limitée de la puissance pour les pics suivants permet de prédire un coefficient de couplage relativement important (supérieur à -3 dB) et des pertes dans la boucle relativement « faibles ». Les valeurs extraites sont $\kappa_{dB} = -5.7dB$ et $\alpha_{dB} = -2.2dB$. Cette situation est conforme au modèle du coupleur multimode développé au niveau de la section précédente, et en particulier aux simulations de la Figure 5.4 montrant la variabilité du coefficient de couplage des coupleurs multimodes. Ainsi, lorsque nous excitons le coupleur à travers une source en régime laser couplée à une fibre monomode standard, celui-ci ne fonctionnera pas nécessairement de façon équilibrée.

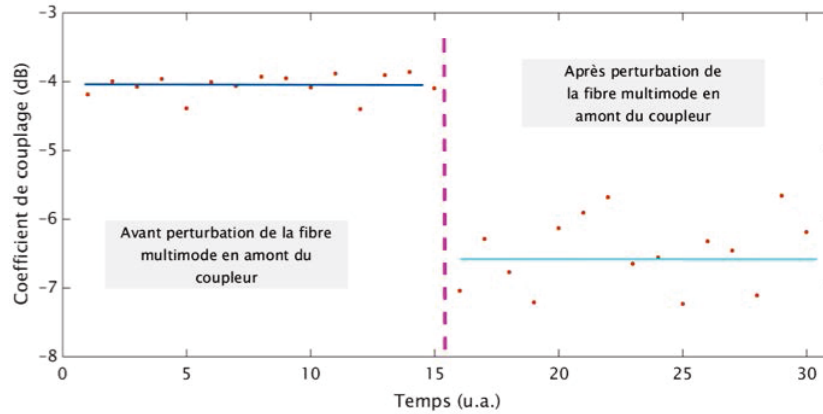


FIGURE 5.14: Variation du coefficient de couplage

Cette situation nous permet de tester une conséquence du modèle développé à la section précédente qui prédit une variation du coefficient de couplage si les fibres multimodes en amont du coupleur sont perturbées. Ainsi, des perturbations (une courbure légère par exemple) sont introduites à un instant donné et les réflectogrammes avant et après perturbation sont exploités pour déterminer les coefficients de couplage. On constate dans cette situation (voir Figure 5.14) que le coefficient de couplage évolue au moment où la perturbation est introduite. Le coefficient de couplage retrouvé après la perturbation présente une dispersion relativement importante, ce qui peut être expliqué par le fait que la fibre en amont du coupleur n'était pas bien stabilisée.

Une mesure de la puissance au niveau des ports de sortie du coupleur (en simultanée) multimode est aussi effectuée pour valider les résultats obtenus avec l'OFDR. Au cours de la mesure, la fibre en amont de la zone de couplage est légèrement courbée ou déplacée (voir Figure 5.15 pour le montage expérimental). Les perturbations sont introduites à un instant t_p . La Figure 5.16 montre les résultats de l'expérience avec une source diode laser à cavité verticale émettant par la surface -VCSEL- à 850 nm et la Figure 5.17 lorsque la source est un laser à émission par la tranche à 1310 nm. Nous constatons que la puissance dans chaque voie de sortie du coupleur évolue au moment où la perturbation est introduite. Le rapport de puissance entre les deux voies fluctue et redevient constant à une valeur différente du rapport à l'instant $t = 0s$. Ces résultats s'expliquent par un couplage intermodal lors de la propagation dans la fibre d'accès au coupleur. Ils montrent que les conditions d'excitation du coupleur ne peuvent pas être contrôlées de façon suffisante pour assurer une puissance constante en sortie du coupleur. De plus, les

résultats Figure 5.16 et Figure 5.17 montrent que ce n'est pas tant la technologie utilisée pour réaliser la source qui est principalement en jeu (technologie à émission verticale ou par la tranche) mais bien le fait que plusieurs modes sont excités dans la fibre guidant la lumière jusqu'au coupleur.

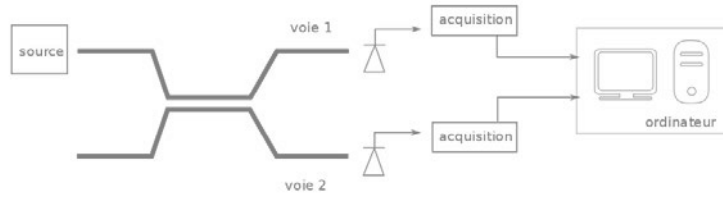


FIGURE 5.15: Caractérisation du coupleur par mesure des puissances sur les deux ports de sortie

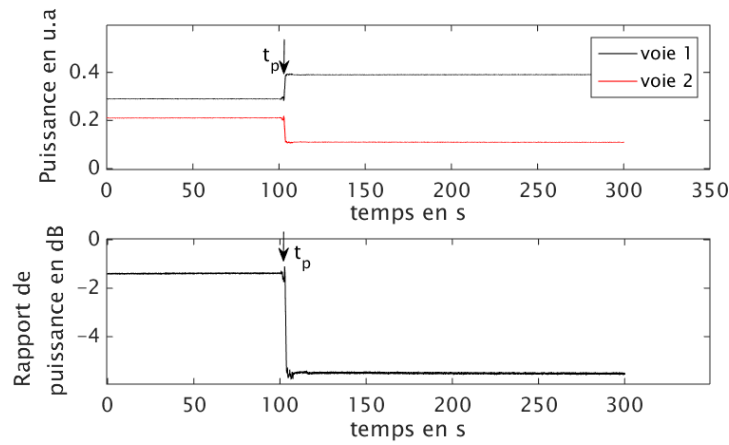


FIGURE 5.16: Excitation d'un coupleur multimode par une source laser VCSEL à 850nm. Graphe du haut : évolution de la puissance dans chaque port de sortie du coupleur graphe du bas : rapport de puissance observé

5.1.4 Directions à privilégier pour la réalisation d'un prototype d'étoile passive à base de fibres et de coupleurs multimodes

A partir des sources en régime d'émission stimulée, le couplage menant à une équirépartition de l'énergie entre les modes est difficilement réalisable en pratique (des approches par brouillage de modes ont été testées dans le cadre du projet RLDO [17] mais ne semblent pas satisfaisantes).

Cependant, les résultats expérimentaux obtenus sur la fibre RLDO montrent que lorsque la lumière issue d'une source fibrée monomode est couplée à la fibre RLDO par une transition standard LC-PC/LC-PC, seul le mode fondamental est effectivement excité. Ceci est dû au fait que la distribution spatiale du champ du mode

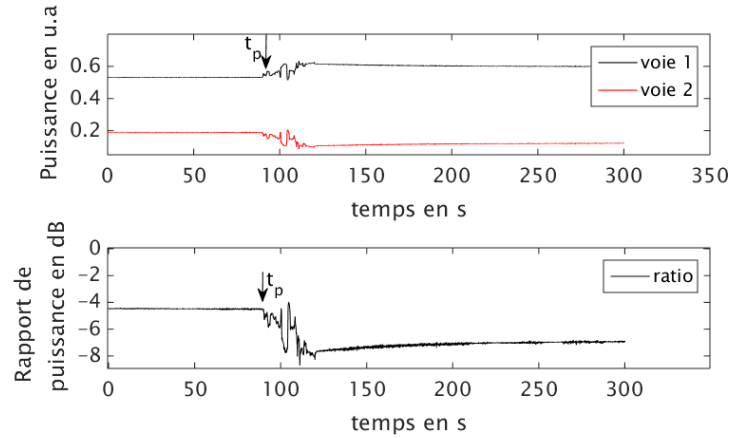


FIGURE 5.17: Excitation d'un coupleur multimode par une source laser à émission par la tranche 1310 nm. Graphe du haut : évolution de la puissance dans chaque port de sortie du coupleur graphe du bas : rapport de puissance observé

fondamental de la fibre RLDO coïncide bien avec celui de la fibre monomode standard. Ainsi, dans ces conditions, la fibre RLDO guide la lumière quasiment comme une fibre monomode standard. Ce résultat confère à la fibre RLDO un fort potentiel pour la réalisation d'une configuration de réseau en étoile passive en régime monomode à 1550 nm. Pour que ce potentiel puisse pleinement être exploité, il convient de s'assurer que la propagation en régime monomode de la fibre RLDO n'est pas perturbée lorsqu'elle est couplée à la fibre du coupleur en fibre multimode standard. En effet, les fibres des coupleurs multimodes commerciaux ont des caractéristiques différentes de celles de la fibre RLDO. Cela peut conduire à une certaine désadaptation modale qui peut gêner les conditions d'excitation des coupleurs. Pour étudier si une telle désadaptation est réellement constatée expérimentalement, l'analyse temps-fréquence employée au niveau du Chapitre 4 est reprise ici, avec des coupleurs optiques multimodes du commerce que nous lions à la fibre RLDO. Les résultats obtenus (voir Figure 5.18) montrent qu'en sortie du coupleur, plusieurs modes sont excités lorsque celui-ci est placé en aval de la fibre RLDO. Les réflectogrammes avec le coupleur en amont de la fibre indiquent des résultats similaires. Ils témoignent ainsi de la désadaptation modale entre la fibre RLDO et la fibre OM3 du coupleur. Compte tenu de la multi-modalité observée, les coupleurs en fibre OM3 semblent inadaptés pour la réalisation de la topologie de réseau en étoile passive avec la fibre RLDO en régime monomode. Ils doivent conduire à des fluctuations dans la puissance transmise dans chaque branche de sortie des coupleurs. Pour s'affranchir des phénomènes de fluctuation de puissance constatés, la construction de coupleur en fibre RLDO nous semble un objet très

pertinent. Ces derniers seront développés dans le cadre du projet RLDO par la société **IDIL fibres optiques**.

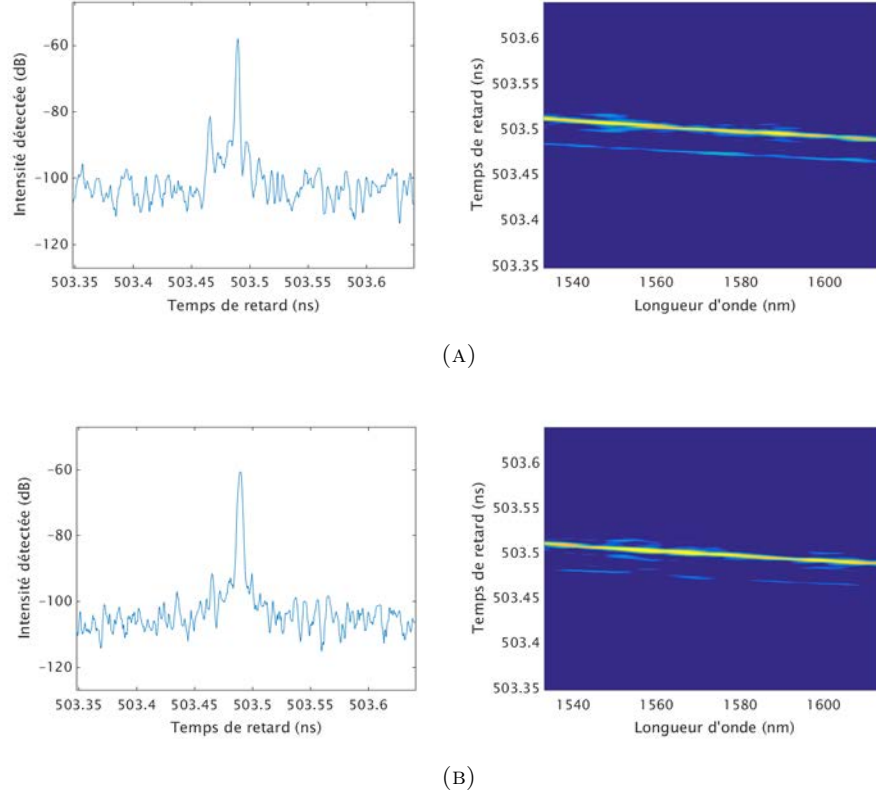


FIGURE 5.18: Couplage de la fibre RLDO avec coupleur en fibre OM3 : (A) coupleur en aval de la fibre RLDO ; (B) coupleur en amont de la fibre. Pour chacun des deux cas, nous donnons un exemple de réflectogramme (gauche) ainsi que la courbe de dispersion (droite)

5.1.5 Mise en évidence des effets dynamiques sur la propagation dans les fibres optiques du réseau

Dans le contexte d'un réseau domestique de topologie en étoile passive, les fibres optiques subissent divers types de contraintes. La sensibilité des fibres à ces contraintes peut être mise en évidence en nous servant de l'OFDR développé car ce dernier permet d'accéder à des propriétés dynamiques.

Pour ce faire, nous mesurons le réflectogramme de la fibre RLDO en régime de propagation monomode dans un environnement acoustique contrôlé : des notes de fréquences différentes sont jouées à proximité de la fibre optique sous test (pendant que le reste du montage est relativement bien isolé) durant l'acquisition des

données. Différentes vitesses de balayage sont aussi testées et la Figure 5.19 représente des exemples typiques de réflectogrammes obtenus. Le graphique de gauche représente les réflectogrammes lorsque la note A4 (fréquence : 440Hz) est jouée et ceux de droites sont pour la note E5 (659.26 Hz).

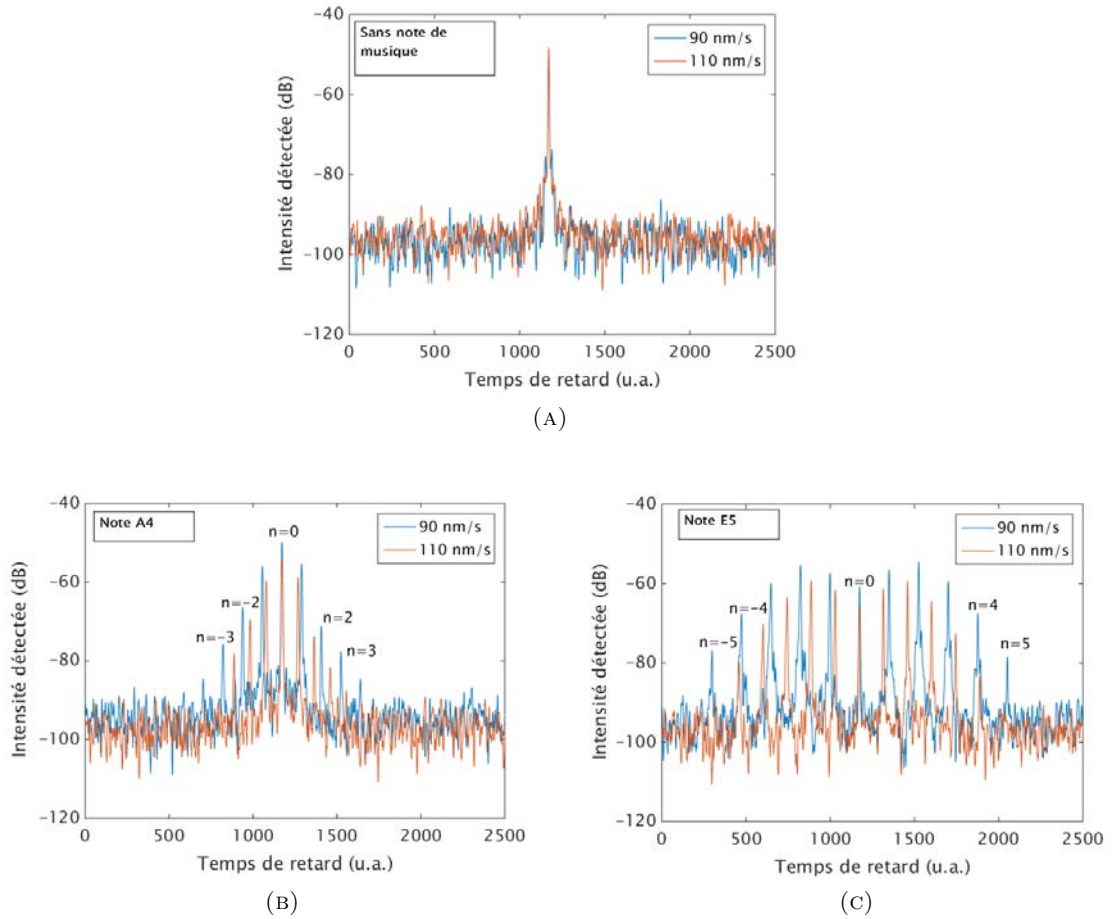


FIGURE 5.19: Réflectogramme d'une fibre optique soumise à des vibrations : une note musicale est jouée à proximité de la fibre pendant l'acquisition : (A) Aucune note de musique (B) note A4 (440 Hz) ; (C) note E5 (659.26 Hz)

Sur les réflectogrammes avec une haute fréquence acoustique (la note E5 par exemple), nous observons plus de pics satellites, toujours symétriques mais avec un espacement entre pics plus important. Les signatures obtenues indiquent une modulation de la lumière se propageant dans la fibre du fait des perturbations environnementales. La Figure 5.20 montre la séparation de quelques pics satellites par rapport au pic $n=0$ (correspondant au passage de la lumière dans la fibre sans perturbations) en fonction de la vitesse de balayage. L'évolution obtenue est inversement proportionnelle à la vitesse de balayage. Ainsi, sur une échelle logarithmique, le graphique représentant l'évolution de la séparation du pic d'ordre

$n = 1$ au pic principal en fonction de la vitesse de balayage est une droite pour les différents cas considérés (Figure 5.20) indiquant le couplage d'effets dynamiques environnementales à la propagation dans la fibre.

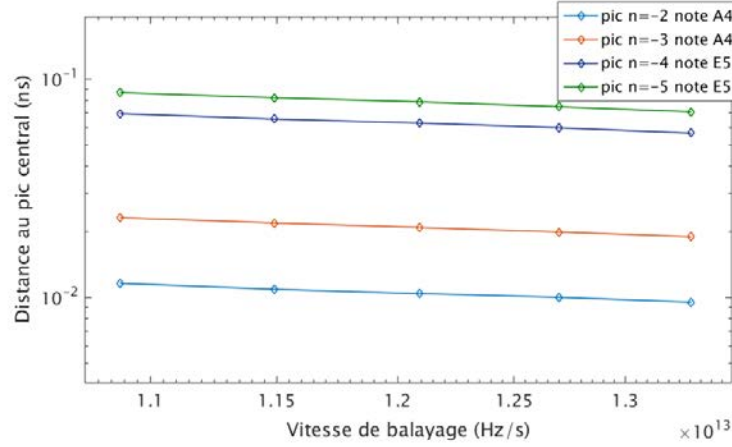


FIGURE 5.20: Distance par rapport au pic principal en fonction de la vitesse de balayage du laser

Cette observation expérimentale permet de constater que la fibre RLDO est sensible aux fluctuations environnementales, tout comme le sont les fibres monomodes. Dans le contexte des fibres multimodes constituant le réseau local domestique, nous pouvons donc envisager des couplages aléatoires d'énergie entre les modes. Les outils statistiques initialement développés pour étudier la dispersion de modes de polarisation -Polarization Mode Dispersion (PMD)- sont transposés au couplage de modes dans les fibres multimodes et pourraient être complétés, cas échéant, par des mesures OFDR.

5.2 Transposition des méthodes employées pour étudier la PMD à l'analyse du couplage de modes dans les fibres du réseau

5.2.1 Rappel sur les modèles statistiques de la PMD

La PMD dans les fibres monomodes est due à la biréfringence. Pour une fibre monomode idéale, les modes de polarisation ont les mêmes propriétés de propagation. Dans la réalité cependant, une certaine asymétrie de la structure de la fibre

due aux processus de fabrication, ou aux contraintes mécaniques, ... peut entraîner une levée de la dégénérescence des modes de polarisation. Cela induit ainsi une différence de temps de propagation des deux modes. Pour une fibre ou un composant de faible longueur, la PMD agit de façon uniforme le long du support étudié [78] et la différence de temps de propagation $\Delta\tau$ entre les deux modes de polarisation est ainsi donnée par :

$$\Delta\tau = L \left(\frac{\Delta n}{c} + \frac{\omega}{c} \frac{d\Delta n}{d\omega} \right) \quad (5.13)$$

où L est la longueur de propagation, Δn la différence d'indice de réfraction entre les deux axes, c la vitesse de la lumière dans le vide et ω la pulsation.

Pour les fibres employées en télécommunication, du fait des longueurs de propagation pouvant aller jusqu'à plusieurs centaines de kilomètres, les axes de polarisation évoluent de façon aléatoire le long de la fibre et des couplages de modes de polarisation se produisent (car les axes de polarisation sur une section donnée se décomposent sur les axes de polarisation de la section suivante).

Différentes descriptions de l'évolution de la PMD au cours de la propagation existent. Généralement, les composantes du vecteur biréfringence sur la sphère de Poincaré [79] sont exploitées pour modéliser cette évolution. A ce sujet, le modèle noté Random Modulus Model (RMM) [80, 81] est intéressant car il permet d'étudier l'impact de la PMD en considérant que le module et l'orientation du vecteur biréfringence sont aléatoires et décrits par des processus de Wiener [82]. Rappelons que divers phénomènes peuvent être à l'origine de la biréfringence : courbures, contraintes sur la fibre, ... Le long de la fibre, ces phénomènes modifient de façon aléatoire et indépendante la biréfringence le long de la fibre d'une section à l'autre. Dans cette situation, l'impact de la PMD est décrit par un ensemble de variables aléatoires indépendantes [83] représentant la perturbation dans chaque section. De ce fait, les composantes du vecteur biréfringence peuvent être décrites par des variables aléatoire Gaussiennes ; cette approche décrit le modèle dit RMM pour lequel les composantes du vecteur biréfringence sont décrites par des processus de Langevin [83] :

$$\frac{d\beta_i}{dz} = -\rho\beta_i(z) + \sigma\eta_i(z) \quad i = 1, 2 \quad (5.14)$$

où β_i ($i = 1, 2, 3$), avec $\beta_3=0$, sont les composantes du vecteur biréfringence, ρ et σ des paramètres constants; $\eta_i(z)$ ($i = 1, 2$) des bruits blancs statistiquement indépendants de moyenne nulle. De plus, les composantes du vecteur biréfringence sont considérées variables aléatoires gaussiennes, stationnaires au sens large [83]. Dans ce cas, la longueur de corrélation de la fibre, définie comme étant la longueur de propagation Lc au bout de laquelle la fibre perd la mémoire de son état de polarisation initial [84, 85] vaut :

$$Lc = \frac{1}{\rho} \quad (5.15)$$

La longueur de corrélation permet de faire la classification en régime longue distance (longueur de la fibre L vérifiant $L \gg Lc$) et courte distance ($L \ll Lc$) en ce qui concerne la biréfringence [83, 84]. La différence de temps de propagation $\Delta\tau$ résultant de l'évolution aléatoire du vecteur biréfringence est définie par [86] :

$$\langle \Delta\tau^2 \rangle = \langle \beta_1^2 + \beta_2^2 + \beta_3^2 \rangle \quad (5.16)$$

et tend vers une distribution de probabilité Maxwellienne de moyenne [86–88] :

$$\langle \Delta\tau^2 \rangle = 2(Lc \cdot \Delta\beta')^2 \left[e^{-\frac{z}{Lc}} + \frac{z}{Lc} - 1 \right] \quad (5.17)$$

où $\Delta\beta'$ représente la dérivée (par rapport à ω) de la biréfringence locale. De la relation 5.17, nous pouvons voir que lorsque la longueur de fibre (z) est très supérieure à la longueur de corrélation, la différence de temps induite par la biréfringence croît comme la racine carrée de la longueur de fibre (voir la limite quand z tend vers plus l'infini de $\langle \Delta\tau^2 \rangle$). Pour $z \ll Lc$, elle croît proportionnellement à la longueur de fibre (voir la limite quand z tend vers zéro de $\langle \Delta\tau^2 \rangle$) ce qui est compatible avec la relation 5.13 qui est déterminée sous l'hypothèse d'un régime courte distance de la PMD.

5.2.2 Transposition au cas du couplage de modes dans les fibres multimodes

5.2.2.1 Cas d'une fibre bimodale

Modélisation de la propagation dans la fibre

Rappelons les équations du couplage de mode dans une fibre bimodale (écrites sous forme matricielle) :

$$\frac{da}{dz} = -i \begin{pmatrix} \beta_1 & C_{1,2} \\ C_{2,1} & \beta_2 \end{pmatrix} a \quad (5.18)$$

avec a_k $k = 1, 2$ l'amplitude complexe du mode k de coefficient de propagation β_k ; $C_{k,l}$ les coefficient de couplage du mode k vers le mode l ; et a de coordonnées (a_1, a_2) .

En considérant un couplage aléatoire le long de la fibre, le coefficient $C_{k,l}$ est susceptible de varier suivant l'axe de propagation z et même au cours du temps. Les couplages aléatoires induisant la PMD sont analysés en considérant une décomposition de la fibre en plusieurs sections de sorte à ce qu'au niveau de chaque section, le coefficient de couplage reste constant. De façon similaire, nous modélisons la fibre bimodale comme une concaténation de plusieurs sections de fibres.

De ce fait, les équations sont identiques à celles décrivant la PMD ; les solutions analytiques sont décrites par Poole [89]. Ces solutions permettent d'écrire la variance de la différence de temps groupe ($\Delta\tau$) entre les deux modes sous la forme :

$$\langle \Delta\tau^2 \rangle = \frac{(\Delta\beta')^2}{2h^2} [e^{-2hL} + 2hL - 1] \quad (5.19)$$

où $\Delta\beta'$ est la dérivée par rapport à la fréquence angulaire de la différence de coefficient de propagation entre les deux modes et h la densité spectrale de la perturbation stationnaire. Elle est l'inverse de la longueur de corrélation Lc définie à la sous-section précédente [89]. La relation 5.19 permet de distinguer tout comme avec le cas de la PMD les régimes de faible couplage ou courte distance ($L \ll Lc$ la longueur de corrélation de la perturbation) et fort couplage ($L \gg Lc$) ou longue distance. Ainsi, pour des longueurs de fibres suffisamment importantes, la dispersion intermodale varie proportionnellement à \sqrt{L} . On observe ainsi un effet bénéfique du couplage du fait que la dispersion varie proportionnellement à

L en absence de couplage. Physiquement, cela peut être compris en considérant que pour une distance de propagation suffisamment importante vis-à-vis de la perturbation induisant le couplage, les photons qui transportent l'information sur un mode donné sont portés tour à tour par l'ensemble des autres modes de la fibre de sorte à favoriser la réduction de la différence de temps de groupe différentiel au cours de la propagation qui devient ainsi le délai moyen sur tous les modes. De ce fait, le débit maximal autorisé sur le canal est proportionnel à $1/\sqrt{L}$ au lieu de $1/L$.

Nous pouvons aussi étudier l'impact des couplages aléatoire sur l'intensité du signal détectés après la propagation dans la fibre. Pour cela, nous écrivons l'équation 5.18 sous la forme :

$$\frac{du}{dz} = i \begin{pmatrix} x & y \\ y^* & -x \end{pmatrix} u \quad (5.20)$$

avec $x = \beta_2 - \beta_1$; $y = C_{a_1 a_2}$ en supposant que $a = e^{j\frac{\beta_1 + \beta_2}{2}z}u$ et que $C_{a_1 a_2} = -C_{a_1 a_2}^*$ pour la conservation de l'énergie du système [74]. Le système d'équation 5.20 est intégré numériquement en considérant que x et y sont des processus de Langevin définis par [84, 85] :

$$\begin{cases} \frac{dx}{dz} = -\alpha x + g(z) \\ \frac{dy}{dz} = -\alpha y + h(z) \end{cases} \quad (5.21)$$

où α est une constante et $g(z)$, $h(z)$ sont des processus de Wiener (bruit blanc). Plusieurs tirages aléatoires des bruits blancs $g(z)$ et $h(z)$ sont faits. Cela permet de simuler un ensemble invariant et identiquement distribué de fibres. Le couplages est considéré sans pertes.

La Figure 5.21 représente les résultats de simulations de l'intensité du signal pour des processus $g(z)$ et $h(z)$ de moyenne nulle et d'écart type $\sigma = 0.001$, et un ensemble de 150 fibres. Nous pouvons y constater des fluctuations aléatoires de l'intensité mesurée au cours de la propagation. Les couplages considérés sont sans pertes et la conservation de l'énergie est vérifiée (somme de l'intensité normalisée des deux modes est égale à l'unité). Du fait cependant des fluctuations aléatoires des phases des deux modes, l'intensité totale détectée au niveau d'une photodiode fluctue dans le temps (Figure 5.21).

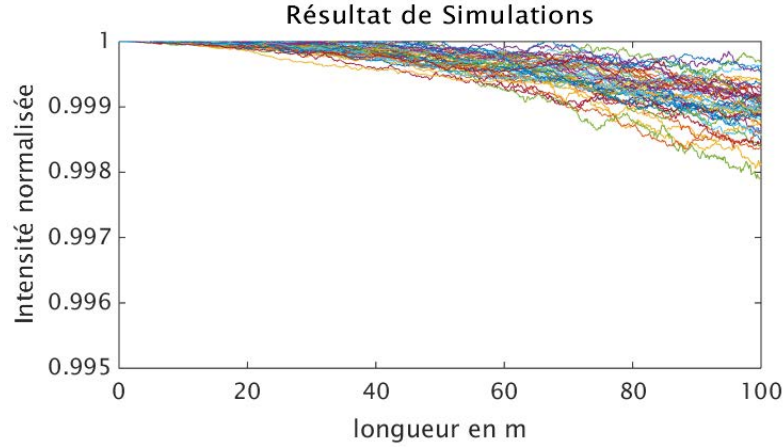


FIGURE 5.21: Simulation de la fluctuation de l'intensité détectée en fonction de la longueur de propagation (150 fibres) pour un couplage aléatoire d'écart type 0.001

Impact sur les performances d'un réseau local domestique passif

Pour la simulation montrée en exemple (Figure 5.21), la moyenne de l'intensité mesurée vaut respectivement $\mu_I = 0.976$ et l'écart-type $\sigma_I = 5.7 \cdot 10^{-4}$. Le rapport signal à bruit (OSNR) associé à cette fluctuation de l'intensité au niveau du détecteur peut être défini comme étant l'inverse du coefficient de variation ou écart-type relatif (paramètre utilisé en statistique et défini par le rapport entre l'écart-type et la moyenne) :

$$OSNR = \frac{\mu_I^2}{\sigma_I^2} \quad (5.22)$$

Pour avoir un aperçu de l'impact du couplage aléatoire sur les performances d'un réseau local domestique à base de fibre RLDO, nous nous intéressons d'abord aux fluctuations de l'intensité du signal propagé sans et avec la présence d'un coupleur multimode du commerce. La Figure 5.22 illustre ces variations de l'énergie. Elle est obtenue en mesurant des réflectogrammes correspondants à la propagation dans la fibre de même que les réflectogrammes lorsqu'un coupleur multimode standard est inséré en aval de la fibre. La fibre subit de légères contraintes entre les différentes mesures (fibre déplacée, légèrement courbée, ...). La variation de l'intensité détectée est relativement faible lorsque uniquement la fibre RLDO est présente dans le montage. Celle-ci augmente sensiblement lorsque le coupleur multimode standard est inséré en aval de la fibre RLDO ; ceci peut être expliqué par la désadaptation modale entre la fibre RLDO et la fibre OM3 qui induit une redistribution de l'énergie entre les modes couplé à la grande sensibilité du coupleur à la répartition

de l'énergie entre les modes de la fibre à son amont.

Ensuite, nous simulons la propagation dans la fibre avec un couplage tel que l'écart-type de la puissance en sortie est égal à celui mesuré avec la fibre RLDO uniquement et lorsque le coupleur est en aval de la fibre. La Figure 5.23 montre les résultats obtenus ; pour les simulations menées nous pouvons remarquer une pénalité non-négligeable sur le rapport signal à bruit lorsque le coupleur est inséré (comparé au rapport signal à bruit lorsque uniquement la fibre RLDO est dans le montage). Cette pénalité semble d'autant plus importante que la longueur de propagation augmente.

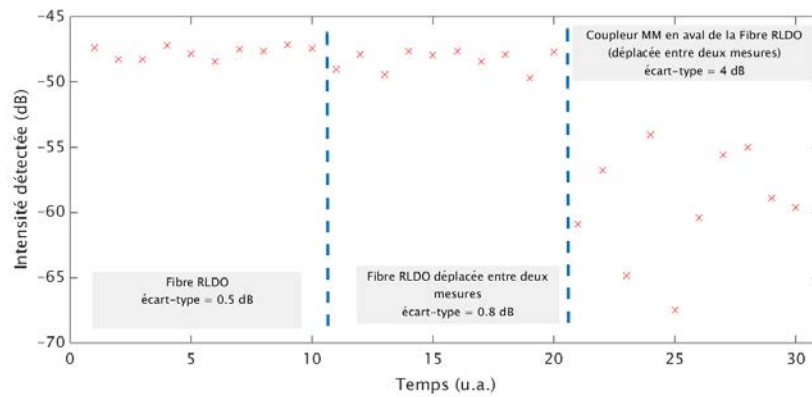


FIGURE 5.22: Fluctuation de l'Intensité du mode détecté

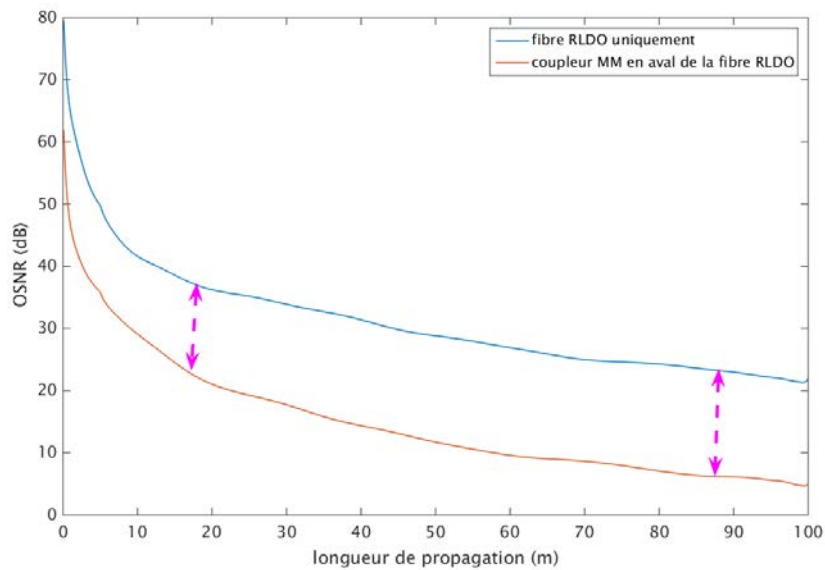


FIGURE 5.23: Simulation de l'évolution du OSNR pour un écart-type à 100m égale à celui de la fibre RLDO seule et à celui d'une fibre RLDO avec un coupleur multimode à son aval

5.2.2.2 Généralisation à plus de deux modes

Le cas de la fibre bimodale est très similaire au couplage des modes de polarisation d'une fibre monomode dans la description de sa matrice de propagation. Dans le cas d'une fibre à plus de deux modes, la matrice de propagation devient plus complexe, comportant N paramètres pour N modes distincts. L'approche exploitée est généralisable au cas d'une fibre à N modes en considérant la matrice $N \times N$ de transfert de la fibre déduite du système à N équations décrivant la propagation des modes avec prise en compte des champs couplés. Cette généralisation peut être simplifiée en considérant uniquement le couplage des modes dégénérées de la fibre ; ainsi, deux cas peuvent être distingués :

- Pour les modes LP_{0n} qui sont doublement dégénérés, la matrice de propagation est de dimension 2×2 . De ce fait, ce couplage est décrit par le cas de la fibre bimodale que nous avons abordé
- La propagation des modes LP_{mn} ($m > 0$) pouvant être quatre fois dégénérés est décrite par une matrice de dimension 4×4 afin d'analyser le couplage des modes

Les résultats analytiques et les simulations pour ces cas pourront faire l'objet d'un complément à cette section. Notons cependant que les conclusions tirées à partir du cas bimode apportent déjà des indicateurs utiles sur les performances du réseau local domestique, notamment en termes de pénalités sur les performances.

5.3 Conclusions

L'étude menée au niveau de ce chapitre nous a permis de montrer que les propriétés modales des champs injectés dans un coupleur multimode jouent un rôle clé sur son fonctionnement. Elle nous a aussi conduit à étudier les éventuels impacts du couplage de modes au niveau des fibres de la topologie de réseau en étoile passive (en amont et en aval des coupleurs). Du fait des longueurs de fibres et des contraintes physiques sur un support installé dans l'habitat (courbures quelconques et aléatoirement distribuées, fluctuations de température, ...) la nature de ces couplages n'est pas nécessairement déterministe et nous avons choisi d'étudier leur impact en nous appuyant sur des modèles utilisés pour décrire la dispersion de mode de polarisation dans les fibres monomode standard. L'analyse menée montre

que du fait des couplages aléatoires de modes, une pénalité sur le rapport signal à bruit du système est observée. Ainsi, dans le cas pratique du réseau local domestique à base de fibre spéciale RLDO en régime de propagation monomode, le point crucial à maîtriser est le coupleur qui doit permettre de conserver ce régime de propagation. En effet la présence des coupleurs multimodes du commerce entraîne une redistribution de l'énergie entre les modes entraînant une perturbation des performances. Ces observations militent pour la réalisation de coupleurs avec la fibre RLDO (étude entreprise par la société **IDIL fibres optiques**) ces derniers étant les plus susceptibles de s'accorder au caractère bi-régime de ce support (multimode, mais ne guide que le mode fondamental lorsqu'il est excité à travers le mode d'une fibre monomode standard).

Chapitre 6

Conclusion générale et Perspectives

6.1 Récapitulatif

Les résultats expérimentaux disponibles avant le début de ce travail ont permis d'identifier des difficultés liées à l'implémentation de la solution de réseau de topologie en étoile passive considérée comme pérenne pour le réseau local domestique. Pour comprendre ces résultats, une caractérisation de la propagation dans le réseau est d'une grande importance. Ainsi, dans cette thèse, nous avons développé un outil de mesure (OFDR) et des modèles physiques ayant contribué à la compréhension des phénomènes liés à la propagation de la lumière dans les fibres optiques et les coupleurs d'un réseau domestique.

Tout d'abord, un rappel (non exhaustif) des différentes techniques de caractérisation des fibres est fait au niveau du Chapitre 2, après une brève étude bibliographique sur la propagation modale dans les fibres optiques. Le Chapitre 3 de cette thèse est entièrement consacré aux problématiques de l'OFDR sensible à la phase basée sur une horloge interférométrique. Nous avons montré que lorsque l'interféromètre d'horloge et l'interféromètre de mesure n'ont pas les mêmes caractéristiques, des problèmes de synchronisation se posent. L'impact sur les performances notamment pour la mesure de phase a pris une part importante dans notre étude et une méthode pour resynchroniser l'horloge à l'aide de traitement numérique est proposée.

Dans le Chapitre 4, nous montrons la complexité de l'analyse des signatures des

guides multimodes. Cette étude nous a permis de définir et d'analyser l'incertitude théorique (non entachée par le bruit du banc de mesures) commise sur la dispersion chromatique dans le cas où il est impossible de déterminer si on a accès à un mode ou plusieurs modes dans un diagramme de dispersion donné. Nous introduisons ensuite une méthode d'analyse temps-fréquence adaptative qui permet de caractériser les guides optiques avec la résolution optimale à chaque longueur d'onde. À l'aide de cette méthode, nous avons pu mettre en évidence le régime de propagation monomode de la fibre multimode spéciale RLDO lorsqu'elle est excitée par une fibre monomode standard.

En dernier lieu, l'analyse de la propagation dans les fibres optiques, associée au modèle que nous avons développé pour comprendre le fonctionnement des coupleurs multimodes, a permis d'expliquer les difficultés rencontrées avec les premières expérimentations de la topologie de réseau en étoile passive multimode et d'envisager des pistes pour la réalisation d'un prototype de réseau fonctionnel.

La variété des résultats présentés témoignent de la diversité des thématiques abordées dans le cadre de ce travail et ouvre la voie à diverses perspectives.

6.2 Perspectives

Les travaux menés au cours de cette thèse illustrent le fort potentiel de l'OFDR pour analyser les objets dispersifs, particulièrement les fibres optiques multimodes. Certaines applications des fibres optiques requièrent une connaissance de la distribution spatiale de l'intensité des modes de la fibre. Par exemple pour les lasers à fibres à large diamètre de mode - Large Mode Area (LMA) -, il est utile de connaître la distribution spatiale d'intensité des modes pour analyser la stabilité du faisceau laser. Plusieurs techniques existent pour mesurer le profil d'intensité du contenu modal avec cependant diverses limitations. La méthode S^2 introduite par Nicholson et al [90, 91] puis Nguyen et al [92, 93] est bien établie pour ce type de mesure mais elle est limitée par un compromis délicat entre la portée, la résolution de la mesure et le nombre de modes d'ordre supérieur que la méthode peut caractériser. En outre, il ne permet de retrouver que les intensités relatives des modes d'ordre supérieur par rapport au mode fondamental ; l'intensité du mode fondamental doit être mesurée à l'aide d'autres techniques s'il est nécessaire de la connaître. Il serait ainsi intéressant d'étudier dans la suite l'apport de l'OFDR pour accéder à la distribution spatiale de l'intensité des différents groupes de modes.

Cette propriété va permettre, en plus, une identification des différents groupes de modes en fonction de leurs figures d'intensité spatiale. Mesurer les propriétés de distribution spatiale de l'énergie modale requiert une évolution du banc de mesure que nous avons développé afin de réaliser un balayage en deux dimensions dans le plan transversal (voir description simplifiée au niveau de la Figure 6.1). Ce travail est actuellement en cours de réalisation au laboratoire à Télécom SudParis.

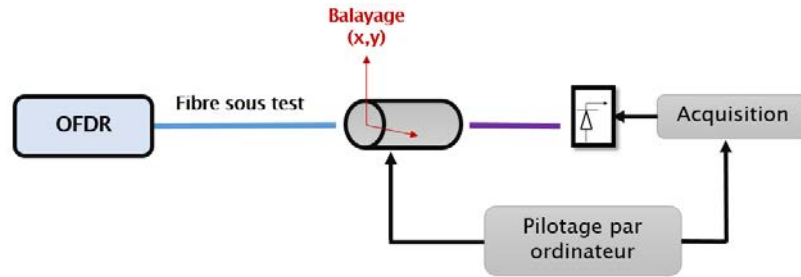


FIGURE 6.1: Synoptique de la mesure de la distribution spatiale de l'énergie des modes excités d'une fibre par OFDR

La possibilité d'appliquer les méthodes d'analyse statistique multi-variées (Analyse en Composantes Principales [94] et Analyse en Composantes Indépendantes [95]) aux données obtenues avec une mesure OFDR est aussi un point intéressant à étudier. En effet, ces outils appliqués à la méthode S^2 [96, 97], semblent très performantes dans la séparation des différentes composantes modales du signal interférentiel détecté, y compris isoler les battements entre modes dégénérés [96]. Enfin, la sensibilité de l'OFDR à des vibrations de faibles amplitudes ou aux ondes acoustiques en fait un outil intéressant pour des capteurs. L'OFDR permet d'accéder à des caractéristiques Doppler et combine les qualités de l'OCT – Optical Coherence Tomography Doppler (information en profondeur accessible)[98, 99] et du vibromètre laser (haute précision dans la mesure de vibration) [100] sans leurs inconvénients majeurs (l'OCT Doppler ne permet de mesurer qu'un effet Doppler constant, tandis que le vibromètre laser ne permet pas de déterminer la position de l'objet).

Annexe A

Etude du signal de battement pour un « interféromètre dispersif »

Considérons une source dont le balayage est linéaire en fréquence $E_s(t) = e^{j\varphi(t)}$ avec $\varphi(t) = (\nu_0 + \frac{\gamma}{2}t)t$ la phase du champ électrique du laser considéré sans fluctuation d'intensité, $\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi}{dt} = \nu_0 + \gamma t$ la fréquence instantanée du laser.

Modélisons les bras d'un interféromètre de mesure dont les fibres le constituant sont dispersifs par un temps de retard τ_i et une dispersion définie par la GVD $\beta_2^{(i)}$ pour le bras i , $i = 1, 2$ (voir Figure A.1).

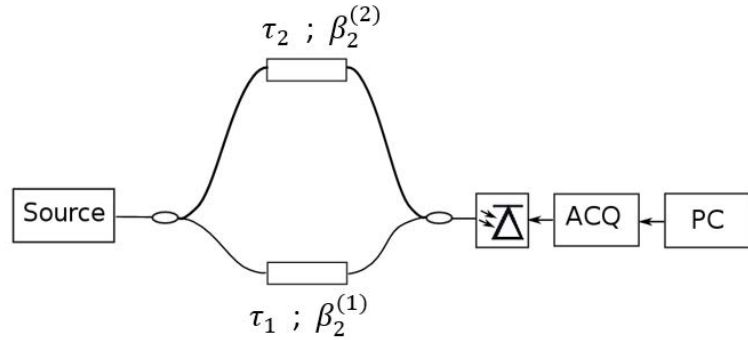


FIGURE A.1: Modélisation d'un interféromètre de mesure dont les bras sont dispersifs

Modélisons l'impact de la dispersion au niveau des bras de l'interféromètre par les fonctions de transfert suivantes :

$$\begin{cases} H_1(\nu) = e^{j\Phi_1(\nu)} = e^{j\frac{1}{2}L_1\beta_2^{(1)}(2\pi\nu-2\pi\nu_0)^2} \\ H_2(\nu) = e^{j\Phi_2(\nu)} = e^{j\frac{1}{2}L_2\beta_2^{(2)}(2\pi\nu-2\pi\nu_0)^2} \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

Ainsi, nous pouvons écrire le battement mesuré en sortie de l'interféromètre de mesure de la façon suivante :

$$\begin{aligned} I(t) &\propto |H_1(\nu)e^{j\varphi(t-\tau_1)} + H_2(\nu)e^{j\varphi(t-\tau_2)}|^2 \\ &\propto \left(e^{j\varphi(t-\tau_1)+j\Phi_1(\nu)} + e^{j\varphi(t-\tau_2)+j\Phi_2(\nu)} \right) \cdot CC \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

CC représente le complexe conjugué. Ainsi,

$$I(t) \propto 2 + 2 \cos(\varphi(t-\tau_1) - \varphi(t-\tau_2) + \Phi_1(\nu) - \Phi_2(\nu)) \quad (\text{A.3})$$

Or

$$\begin{aligned} \varphi(t-\tau_1) - \varphi(t-\tau_2) &= 2\pi \left[\left(\nu_0 + \frac{1}{2}\gamma(t-\tau_1) \right)(t-\tau_1) - \left(\nu_0 + \frac{1}{2}\gamma(t-\tau_2) \right)(t-\tau_2) \right] \\ &= 2\pi \left[t\gamma(\tau_2 - \tau_1) + \nu_0(\tau_2 - \tau_1) + \frac{1}{2}\gamma(\tau_1^2 - \tau_2^2) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Et

$$\begin{aligned} \Phi_1(\nu) - \Phi_2(\nu) &= \frac{1}{2}L_1\beta_2^{(1)}(2\pi\nu - 2\pi\nu_0)^2 - \frac{1}{2}L_2\beta_2^{(2)}(2\pi\nu - 2\pi\nu_0)^2 \\ &= \frac{1}{2}(2\pi\nu - 2\pi\nu_0)^2 (L_1\beta_2^{(1)} - L_2\beta_2^{(2)}) \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Ainsi, le signal de battement détecté peut être écrit sous la forme :

$$I(t) \propto 2 + 2 \cos \left(2\pi [t\gamma(\tau_2 - \tau_1) + \phi] + \frac{1}{2}(2\pi\nu - 2\pi\nu_0)^2 (L_1\beta_2^{(1)} - L_2\beta_2^{(2)}) \right) \quad (\text{A.6})$$

avec $\phi = \nu_0(\tau_2 - \tau_1) + \frac{1}{2}\gamma(\tau_1^2 - \tau_2^2)$

Or $\nu = \nu_0 + \gamma t \Rightarrow \nu - \nu_0 = \gamma t = \tilde{\nu}$. En omettant les termes constants, nous pouvons ainsi écrire l'Equation A.6 en fonction de $\tilde{\nu}$ sous la forme

$$I(\tilde{\nu}) \propto \cos \left(2\pi\tilde{\nu}(\tau_2 - \tau_1) + \frac{1}{2}(2\pi\tilde{\nu})^2 (L_1\beta_2^{(1)} - L_2\beta_2^{(2)}) \right) \quad (\text{A.7})$$

Supposons que les fibres de l'interféromètre sont identiques, $\beta_2^{(1)} = \beta_2^{(2)} = \beta_2$ et posons $\tau_2 - \tau_1 = \tau_{aux}$ et $L_2 - L_1 = L_{aux} = \frac{\tau_{aux}}{\beta_1}$ avec β_1 inverse de la vitesse de groupe est le terme d'ordre 1 du développement de Taylor de la constante de propagation. Ainsi, l'Equation A.7 devient (en notant plus simplement ν au lieu de $\tilde{\nu}$) :

$$\begin{aligned} I(\nu) &= \cos \left(2\pi\nu\tau_{aux} + \frac{1}{2}\beta_2 L_{aux} 4\pi^2\nu^2 \right) \\ &= \cos \left((2\pi\nu + \frac{1}{2}\frac{\beta_2}{\beta_1} 4\pi^2\nu^2)\tau_{aux} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Annexe B

Signature d'un effet Doppler couplé à la mesure OFDR

Considérons une source dont le balayage est linéaire en fréquence $E_s(t) = e^{j\varphi(t)}$ avec $\varphi(t) = (\nu_0 + \frac{\gamma}{2}t)t$ la phase du champ électrique du laser considéré sans fluctuation d'intensité, $\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi}{dt} = \nu_0 + \gamma t$ la fréquence instantanée du laser.

Utilisons cette source à l'entrée d'un interféromètre avec à l'un de ses bras un objet sous test (OST) non dispersif comme décrit à la Figure B.1.

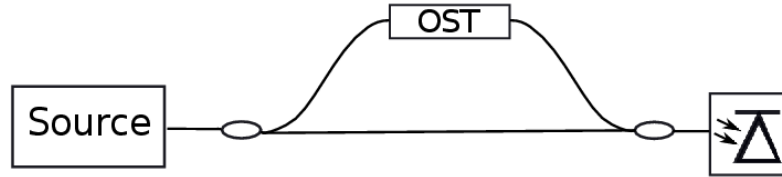


FIGURE B.1: Interféromètre modélisé; OST = Objet Sous Test

Notons τ le temps de retard associé à la propagation dans le bras contenant l'OST et supposons que le temps de retard associé à la propagation dans le bras de référence est nul. Le signal détecté est donné par :

$$I(t) \propto e^{j\varphi(t)} - e^{j\varphi(t-\tau)} \quad (\text{B.1})$$

La partie variable du signal détecté est ainsi :

$$I(t) \propto \cos(\varphi(t) - \varphi(t - \tau)) \quad (\text{B.2})$$

Or

$$\begin{aligned} \varphi(t) - \varphi(t - \tau) &= 2\pi \left[\left(\nu_0 + \frac{\gamma}{2}t \right)t - \left(\nu_0 + \frac{\gamma}{2}(t - \tau) \right)(t - \tau) \right] \\ &= 2\pi \left[t\gamma\tau + \nu_0\tau - \frac{\gamma}{2}\tau^2 \right] \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

Supposons que la différence de marche varie au cours de la mesure :

$$\tau(t) = \tau_0 + \Delta\tau(t) \quad (\text{B.4})$$

τ_0 étant la différence de marche lorsqu'il n'y a aucune perturbation et $\Delta\tau(t) \ll \tau_0$ (variation légère de la différence de marche associée à une variation du temps de retard dans l'objet sous test au cours de la mesure). Ainsi,

$$\begin{aligned} \varphi(t) - \varphi(t - \tau) &= 2\pi \left[t\gamma\tau_0 + t\gamma\Delta\tau(t) + \nu_0\tau_0 + \nu_0\Delta\tau(t) - \frac{\gamma}{2}\tau_0^2 - \gamma\Delta\tau(t)^2 - \frac{\gamma}{2}\Delta\tau^2 \right] \\ &= 2\pi \left[t\gamma\tau_0 + \Delta\tau(t)(t\gamma + \nu_0 - \gamma\tau_0 - \frac{\gamma}{2}\Delta\tau(t)) + \nu_0\tau_0 + \frac{\gamma}{2}\tau_0^2 \right] \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

Ainsi, l'Equation B.2 devient (en considérant $\gamma t \gg \gamma\tau_0 \gg \gamma\Delta\tau(t)$)

$$I(t) \propto \cos(2\pi\gamma\tau_0 t + 2\pi(\nu_0 + \gamma t)\Delta\tau(t) + \phi) \quad (\text{B.6})$$

avec ϕ étant une constante de phase. En considérant $\nu_0 \gg \gamma t$, $I(t)$ peut être écrit :

$$I(t) \propto \cos(2\pi\gamma\tau_0 t + \Phi_m(t) + \phi) \quad (\text{B.7})$$

avec

$$\Phi_m(t) = 2\pi\nu_0\Delta\tau(t) = 2\pi\frac{\nu_0}{c}x(t) \quad (\text{B.8})$$

où $x(t)$ est la variation du chemin optique.

B.1 Détermination du signal de battement dans le cas d'un effet Doppler constant

Modélisons la variation de la différence de chemin optique par une fonction linéaire $x(t) = wt$ avec w la vitesse de variation du chemin optique en m/s . Nous avons dans ce cas :

$$\begin{aligned} I(t) &\propto \cos(2\pi\gamma\tau_0t + 2\pi\frac{\nu_0}{c}wt + \phi) \\ &\propto \cos(2\pi\gamma(\tau_0 + \frac{\nu_0 w}{c\gamma})t + \phi) \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

Ainsi, la transformée de Fourier du signal $I(t)$ donne un pic centré en $\gamma(\tau_0 + \frac{\nu_0 w}{c\gamma})$ au lieu de $\gamma\tau_0$.

B.2 Détermination du signal de battement dans le cas d'un effet Doppler non-constant

Modélisons un effet Doppler non-constant en considérant le cas où la variation de la différence de chemin optique est harmonique pure : $x(t) = x_m \sin(2\pi\nu_m t)$, où x_m amplitude perturbation de phase et ν_m sa fréquence. Ainsi, la partie variable du battement détecté devient :

$$\begin{aligned} I(t) &\propto \cos(2\pi\gamma\tau_0t + 2\pi\frac{\nu_0}{c}x_m \sin(2\pi\nu_m t) + \phi) \\ &\propto \frac{1}{2} \left(e^{j(2\pi\gamma\tau_0t + \phi + 2\pi\frac{\nu_0}{c}x_m \sin(2\pi\nu_m t))} + e^{-j(2\pi\gamma\tau_0t + \phi + 2\pi\frac{\nu_0}{c}x_m \sin(2\pi\nu_m t))} \right) \\ &\propto \frac{1}{2} \left(e^{j(2\pi\gamma\tau_0t + \phi)} e^{j(2\pi\frac{\nu_0}{c}x_m \sin(2\pi\nu_m t))} + e^{-j(2\pi\gamma\tau_0t + \phi)} e^{-j(2\pi\frac{\nu_0}{c}x_m \sin(2\pi\nu_m t))} \right) \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

Or, nous avons (identité de Jacobi-Anger [58]) :

$$e^{jz \sin(\theta)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(z) e^{jn\theta} \quad (\text{B.11})$$

Ainsi,

$$\begin{aligned} I(t) &\propto \frac{1}{2} \left(e^{j(2\pi\gamma\tau_0 t + \phi)} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n\left(2\pi\frac{\nu_0}{c}x_m\right) e^{jn2\pi\nu_m t} + e^{-j(2\pi\gamma\tau_0 t + \phi)} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n\left(2\pi\frac{\nu_0}{c}x_m\right) e^{-jn2\pi\nu_m t} \right) \\ &\propto \frac{1}{2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n\left(2\pi\frac{\nu_0}{c}x_m\right) \left(e^{j(n2\pi\nu_m t + 2\pi\gamma\tau_0 t + \phi)} + e^{-j(n2\pi\nu_m t + 2\pi\gamma\tau_0 t + \phi)} \right) \\ &\propto \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n\left(2\pi\frac{\nu_0}{c}x_m\right) \cos(n2\pi\nu_m t + 2\pi\gamma\tau_0 t + \phi) \end{aligned} \quad (\text{B.12})$$

Parsuite, nous avons en fonction de la longueur d'onde λ_0 :

$$I(t) \propto \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n\left(\frac{2\pi x_m}{\lambda_0}\right) \cos(2\pi(\gamma\tau_0 + n\nu_m)t + \varphi_0) \quad (\text{B.13})$$

Annexe C

Dérivation de la réponse d'une fibre soumise à une impulsion Gaussienne

Soit $T(\omega) = e^{j\beta(\omega)L}$ la fonction de transfert d'un guide d'onde optique mono-mode de longueur L ; $\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_2 + \dots$ la constante de propagation. La propagation est considérée sans perte.

La réponse de ce guide d'onde à une impulsion Gaussienne $S(\omega)$ de largeur spectrale σ_ω et centrée en ω_0 définie de la façon suivante :

$$S(\omega) = e^{-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\sigma_\omega^2}} \quad (\text{C.1})$$

est donnée par (en considérant un développement jusqu'à l'ordre 2 de la constante de propagation) :

$$\begin{aligned} r(t) &= TF^{-1} \{ S(\omega) \cdot T(\omega) \} \\ &= TF^{-1} \left\{ e^{-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\sigma_\omega^2}} \cdot e^{jL(\beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_2)} \right\} \\ &= TF^{-1} \left\{ e^{-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\sigma_\omega^2}} \cdot e^{jL\frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_2} \right\} \cdot TF^{-1} \left\{ e^{jL(\beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1)} \right\} \\ &= TF^{-1} \left\{ e^{-(\omega - \omega_0)^2 \left[\frac{1}{2\sigma_\omega^2} - \frac{j\beta_2 L}{2} \right]} \right\} \cdot TF^{-1} \left\{ e^{jL\beta_0} e^{jL(\omega - \omega_0)\beta_1} \right\} \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

Ainsi, la réponse du guide devient :

$$r(t) = TF^{-1} \left\{ e^{-(\omega-\omega_0)^2 \left[\frac{1}{2\sigma_\omega^2} - \frac{j\beta_2 L}{2} \right]} \right\} * (e^{jL\beta_0} \delta(t - L\beta_1)) \quad (C.3)$$

où $*$ représente le produit de convolution.

Or, pour $p \in \mathbb{C}$ tel que $Re(p) > 0$, nous avons [101] :

$$TF \left\{ e^{-pt^2} \right\} = \sqrt{\frac{\pi}{p}} e^{\frac{-\omega^2}{4p}} \quad (C.4)$$

Ainsi, l'Equation C.3 devient

$$r(t) = \sqrt{\frac{1}{\pi} \frac{\sigma_\omega^2}{2 - 2j\beta_2 L \sigma_\omega^2}} TF^{-1} \left\{ \sqrt{\frac{2 - 2j\beta_2 L \sigma_\omega^2}{\pi \sigma_\omega^2}} e^{-(\omega-\omega_0)^2 \left[\frac{1}{4} \frac{2 - 2j\beta_2 L \sigma_\omega^2}{\sigma_\omega^2} \right]} \right\} * (e^{jL\beta_0} \delta(t - L\beta_1)) \quad (C.5)$$

D'où

$$r(t) = \sqrt{\frac{1}{2\pi(\sigma_\omega^{-2} - j\beta_2 L)}} \left(e^{-\frac{1}{2}t^2 \frac{1}{\sigma_\omega^{-2} - j\beta_2 L}} e^{j\omega_0 t} \right) * (e^{jL\beta_0} \delta(t - L\beta_1)) \quad (C.6)$$

Annexe D

Représentation de la dispersion de mode de polarisation (PMD)

La notion de polarisation est sous-jacente au caractère vectoriel du champ électromagnétique représentant la lumière qui se propage. Le champ électrique d'une onde lumineuse plane monochromatique se propageant suivant un axe de propagation z est décrit par la relation suivante :

$$E(z, t) = E_0(z, t)e^{j(\omega_0 t - \beta z)} \quad (\text{D.1})$$

où ω_0 est la pulsation, β la constante de propagation et t le temps. La polarisation décrit l'évolution de l'orientation du vecteur $E(z, t)$ sur le plan (x, y) transverse à la propagation. Selon la figure décrite par ce vecteur, différents états de polarisation peuvent être définis :

- polarisation linéaire lorsque l'évolution sur le plan transverse est une droite, c'est à dire les composantes E_x et E_y du vecteur champ électrique sont déphasées de 0 ou d'un multiple entier de π .
- polarisation circulaire si la figure décrite sur le plan transverse est un cercle c'est à dire que les composantes E_x et E_y du vecteur champ électrique sont de même amplitude et déphasées d'un multiple entier impair de $\pi/2$
- polarisation elliptique dans le cas général où l'extrémité du vecteur champ électrique décrit une ellipse

Les formalismes de Jones et de Stokes permettent de représenter la polarisation d'une onde lumineuse et d'étudier l'impact des systèmes optiques sur la polarisation des champs incidents.

D.1 Formalisme de Jones

Soit une onde plane monochromatique de champs électrique décrit par la relation suivante :

$$\begin{cases} E_x(z, t) = |E_x| \cos(\omega_0 t - kz - \phi_x) \\ E_y(z, t) = |E_y| \cos(\omega_0 t - kz - \phi_y) \end{cases} \quad (\text{D.2})$$

sur le plan transverse (x, y) muni d'un repère orthonormé défini par les vecteurs unitaires u_x et u_y , le champ électrique est associé au vecteur J dans la base (u_x, u_y) :

$$J = \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} J_{0x} e^{-j\phi_x} \\ J_{0y} e^{-j\phi_y} \end{pmatrix} \quad (\text{D.3})$$

ϕ_x et ϕ_y phases suivant les axes x et y . La donnée du vecteur J pour un champ électrique permet de déterminer son état de polarisation. Les vecteurs de Jones pour les polarisations linéaires et circulaires sont donnés comme exemple au niveau du Tableau D.1.

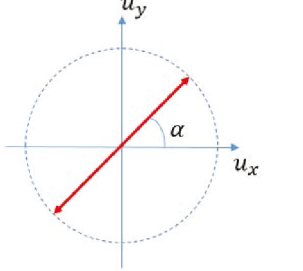
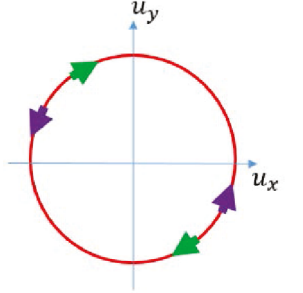
D.2 Formalisme de Stokes

Le formalisme de Stokes associe au champ électrique les paramètres suivant :

$$\begin{cases} s_0 = J_x J_x^* + J_y J_y^* \\ s_1 = J_x J_x^* - J_y J_y^* \\ s_2 = J_x J_y^* + J_y J_x^* \\ s_3 = -j(J_x J_y^* - J_y J_x^*) \end{cases} \quad (\text{D.4})$$

Le vecteur unitaire S défini par :

TABLE D.1: Vecteur de Jones pour une polarisation linéaire et circulaire. La notation « t » représente la transposition

Polarisation	Vecteur de Jones	Représentation
Linéaire	$(\cos(\alpha); \sin(\alpha))^t$	
Circulaire	$\frac{1}{\sqrt{2}}(1; \pm j)^t$	

$$S = \frac{1}{s_0} \begin{pmatrix} s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \quad (\text{D.5})$$

est appelé vecteur de Stokes et permet de définir la polarisation à partir de paramètres mesurables liés à des intensités de grandeurs caractéristiques du champ électrique. Ce formalisme suggère une représentation graphique tridimensionnelle sur une sphère unitaire appelée sphère de Poincaré, représentant le lieu géométrique de l'ensemble des polarisations possibles.

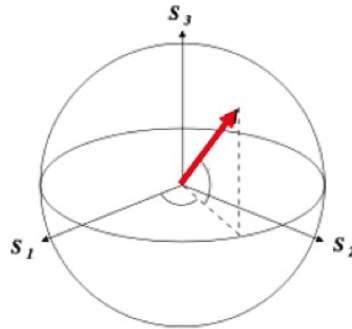


FIGURE D.1: Sphère de Poincaré

Annexe E

Publications et participation à des congrès

1. **Abdoulaye Fall**, Elodie Le Cren, Kevin Lenglé, Catherine Lepers, Yaneck Gottesman, Monique Thual, Laurent Bramerie, Denis Molin, Pierre Sansonetti, Dennis Van Ras, Michel Gadonna, Charles Populaire, Georges Martin, Laurent Valencia, Philippe Guignard, Noella Evanno, Anaïs Madeline, Julien Legrand, « *Fibre à gradient d'indice adaptative pour réseau local domestique optique multimode et monomode haut débit* », présentation orale aux JNOG 2015 (6 - 9 juillet) à Rennes
2. **Abdoulaye Fall**, Elodie Le Cren, Kevin Lengle, Catherine Lepers, Yaneck Gottesman, Monique Thual, Laurent Bramerie, Denis Molin, Pierre Sansonetti, Dennis Van Ras, Michel Gadonna, Charles Populaire, Georges Martin, Laurent Valencia, Philippe Guignard, Noella Evanno, Anaïs Madeline, Julien Legrand, Badr-Eddine Benkelfat, « *Adaptive Graded Index Multimode Fiber for High Capacity Multi-format Optical Home Network* » présentation orale IONS Focus 2015 (2 - 5 Septembre) conférence organisée par l'OSA à Tunis
3. **Abdoulaye Fall**, Elodie Le Cren, Kevin Lengle, Catherine Lepers, Yaneck Gottesman, Monique Thual, Laurent Bramerie, Denis Molin, Pierre Sansonetti, Dennis Van Ras, Michel Gadonna, Charles Populaire, Georges Martin,

- Laurent Valencia, Philippe Guignard, « ***Versatile Graded-Index Multi-Mode Fiber for High Capacity Single- and Multi-Mode Optical Home Network*** » , présentation orale ECOC 2014 (21 - 25 Septembre) à Cannes
4. Abdoulaye Fall, Yaneck Gottesman, Catherine Lepers, « ***Analyse Temps-Fréquence par OFDI pour la caractérisation de fibres multimodes*** » présentation orale JNOG 2014 (29 - 31 Octobre) à Nice
 5. Bruno Robillart, Cosimo Calò, **Abdoulaye Fall**, François Lamare, Yaneck Gottesman and Badr-Eddine Benkelfat, « ***Spectral and temporal phase measurement by optical frequency-domain reflectometry*** » . Photonics West 2014 à San Francisco
 6. Cosimo Calò, Bruno Robillart, Yaneck Gottesman, **Abdoulaye Fall**, François Lamare, Kamel Merghem, Anthony Martinez, Abderrahim Ramdane, and Badr-Eddine Benkelfat, « ***Spectral and temporal phase measurement by optical frequency-domain reflectometry*** » IPRM 2014 (11 - 15 Mai) à Montpellier
 7. Catherine Lepers, **Abdoulaye Fall**, Yaneck Gottesman, « ***Analyse d'un Réseau Local Domestique Optique par Réflectométrie Optique Fréquentielle*** » présentation orale au congrès des applications des fibres optiques 2014 (16 - 18 Septembre) à Paris
 8. Catherine Lepers, **Abdoulaye Fall**, Yaneck Gottesman, Philippe Guignard, et toute l'équipe RLDO, « ***Réseau Local Domestique Optique*** » , présentation orale au congrès des applications des fibres optiques 2012 (23 - 25 Octobre) à Paris
- Publication en attente de soumission***
1. Abdoulaye Fall et al. « ***Analysis of Optical Waveguide Dispersion : Model Ambiguity and Uncertainties*** » , En attente de soumission pour la revue IEEE JLT

Bibliographie

- [1] Colm Kelly, Gokan May, and Peter Roorda. Wdm technologies in telecommunications. In *Towards Terabit Transmission, IEE Colloquium on*, pages 13–1. IET, 1995.
- [2] ITUT Rec. G. 692,“. *Optical interfaces for multichannel systems with optical amplifiers,*” Oct, 1998.
- [3] Wei Wei, Bing Wang, Chun Zhang, Jim Kurose, and Don Towsley. Classification of access network types : Ethernet, wireless lan, adsl, cable modem or dialup? *Computer Networks*, 52(17) :3205–3217, 2008.
- [4] Marlis Humphrey and John Freeman. How xdsl supports broadband services to the home. *Network, IEEE*, 11(1) :14–23, 1997.
- [5] Armin Ehrhardt, Frank Escher, Lars Schürer, Hans Martin Foisel, et al. Pon measurements and monitoring solutions for ftth networks during deployment and operation. In *Transparent Optical Networks (ICTON), 2011 13th International Conference on*, pages 1–6. IEEE, 2011.
- [6] Luis Carvalho, Claudio Floridia, Carolina Franciscangelis, Victor Parahyba, Edson da Silva, Neil Gonzalez, and Júlio Oliveira. WDM Transmission of 3x1 . 12-Tb / s PDM-16QAM Superchannels with 6 . 5-b / s / Hz in a 162 . 5-GHz Flexible-Grid using only Optical Spectral Shaping. 1(c) :5–7, 2014. doi : 10.1109/OFC.2014.6886585.
- [7] Andrew Ellis, Jian Zhao, and David Cotter. Approaching the non-linear shannon limit. *Lightwave Technology, Journal of*, 28(4) :423–433, 2010.
- [8] Andrew Ellis. The nonlinear Shannon limit and the need for new fibres. *Nonlinear Optics and Applications VI*, 8434 :84340H–84340H–10, 2012. ISSN 0277786X. doi : 10.1117/12.928093. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2012SPIE.8434E..12E>.

- [9] David Richardson, John Fini, and Lynn Nelson. Space-division multiplexing in optical fibres. *Nature Photonics*, 7(April) :354–362, 2013. ISSN 1749-4885. doi : 10.1038/nphoton.2013.94. URL <http://dx.doi.org/10.1038/nphoton.2013.94>.
- [10] Pierre Sillard. New fibers for high-density space-division-multiplexed transmissions. *European Conference on Optical Communication (ECOC)*, page 977405, 2014. ISSN 07338724. doi : 10.1117/12.2209602. URL <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?doi=10.1117/12.2209602>.
- [11] Frank Escher, Hans-Martin Foisel, Andreas Templin, Bjoern Nagel, and Mirko Adamy. Enabling broadband communication, deutsche telekom ftth deployment. In *National Fiber Optic Engineers Conference*, pages NTh3E–2. Optical Society of America, 2012.
- [12] Faruk Selmanovic and Edvin Skaljo. Gpon in telecommunication network. In *Ultra Modern Telecommunications and Control Systems and Workshops (ICUMT), 2010 International Congress on*, pages 1012–1016. IEEE, 2010.
- [13] Russell Davey, Peter Healey, Ian Hope, Phil Watkinson, Dave Payne, Oren Marmur, Jörg Ruhmann, and Yvonne Zuiderveld. Dwdm reach extension of a gpon to 135 km. *Journal of lightwave technology*, 24(1) :29, 2006.
- [14] Sebastian Randel, Ton Koonen, Jeffrey Lee, Florian Breyer, Maria Garcia Larrode, Jia Yang, Anthony Ng’oma, Gert-Jan Rijckenberg, and Henrie van den Boom. Advanced modulation techniques for polymer optical fiber transmission. *33rd European Conference on Optical Communication (ECOC) 2007*, 2007(1) :414–414, 2007. doi : 10.1049/ic:20070158. URL http://digital-library.theiet.org/content/conferences/10.1049/ic_{_}20070158.
- [15] Joffray Guillory, Anna Pizzinat, Philippe Guignard, Francis Richard, Benoit Charbonnier, Philippe Chanclou, and Catherine Algani. Simultaneous implementation of Gigabit Ethernet, RF TV and radio mm-wave in a multiformat Home Area Network. *37th European Conference on Optical Communication (ECOC) 2011*, (1) :1–3, 2011. ISSN Pending. doi : 10.1364/ECOC.2011.We.7.C.3.

- [16] Philippe Guignard, Joffray Guillory, Philippe Chancelou, Anna Pizzinat, Olivier Bouffant, Noella Evanno, Jackie Etrillard, Benoit Charbonnier, Stéphane Gosselin, and Laurent Guillo. Multiformat Home Networks using Silica Fibres. pages 1–3, 2012.
- [17] Francis Richard. *Etude des architectures optiques pour le réseau local domestique, basées sur la fibre multimode (polymère et silice) et le multiplexage en longueur d ' onde*. PhD thesis, Université de Nantes, 2012.
- [18] Francis Richard, Philippe Guignard, Anna Pizzinat, Laurent Guillo, Joffray Guillory, Benoît Charbonnier, Ton Koonen, Eduardo Ortego Martinez, Eric Tanguy, and HongWu Li. Optical Home Network based on an $N \times N$ Multimode Fiber Architecture and CWDM Technology. *Optical Fiber Communication Conference/National Fiber Optic Engineers Conference 2011*, page JWA080, 2011. ISSN 21622701. doi : 10.1364/NFOEC.2011.JWA080. URL <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=NFOEC-2011-JWA080>.
- [19] Philippe Guignard, Hari Ramanitra, and Laurent Guillo. Home network based on CWDM broadcast and select technology. *33rd European Conference on Optical Communication (ECOC) 2007*, 2007 :P133–P133, 2007. doi : 10.1049/ic:20070061. URL <http://link.aip.org/link/IEESEM/v2007/i1/pP133/s1{&}Agg=doi>.
- [20] Francis Richard, Philippe Guignard, Anna Pizzinat, Eric Tanguy, and Hong Wu Li. $N \times N$ Coupler Uniformity in a CWDM Passive Star Home Network Based on Multimode Fiber : A Time-Effective Calculation Method. *Journal of Optical Communications and Networking*, 4(9) :A48, 2012. ISSN 1943-0620. doi : 10.1364/JOCN.4.000A48.
- [21] Detlef Gloge. Propagation effects in optical fibers. ... *Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, MTT-23 :106–120, 1975. URL http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs/_all.jsp?arnumber=1128511.
- [22] Brian Soller, Dawn Gifford, Matthew Wolfe, and Mark Froggatt. High resolution optical frequency domain reflectometry for characterization of components and assemblies. *Optics express*, 13(2) :666–674, 2005. ISSN 1094-4087. doi : 10.1364/OPEX.13.000666.

- [23] Renaud Gabet, Philippe Hamel, Yves Jaouën, Anne Francoise Obaton, Vincent Lanticq, and Guy Debarge. Versatile characterization of specialty fibers using the phase-sensitive optical low-coherence reflectometry technique. *Journal of Lightwave Technology*, 27(15) :3021–3033, 2009. ISSN 07338724. doi : 10.1109/JLT.2009.2020817.
- [24] Koh-Ichi Aoyama, Kiyoshi Nakagawa, and Takeshi Itoh. Optical time domain reflectometry in a single-mode fiber. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 17(6) :862–868, 1981. ISSN 0018-9197. doi : 10.1109/JQE.1981.1071237.
- [25] Govind Prasad Agrawal. *Nonlinear fiber optics*. Academic press, 2007.
- [26] Detlef Gloge. Weakly guiding fibers. *Applied Optics*, 10(10) :2252–2258, 1971.
- [27] Allan Whitenack Snyder and John Love. *Optical waveguide theory*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [28] Govind Prasad Agrawal. *Fiber-Optic Communications Systems, Third Edition.*, volume 6. 2002. ISBN 0471215716.
- [29] Govind Prasad Agrawal. Optical fiber communication systems. *New York : A Wiley*, 2, 2003.
- [30] Bruno Costa, Daniele Mazzoni, Mario Puleo, and Emilio Vezzoni. Phase shift technique for the measurement of chromatic dispersion in optical fibers using led's. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 18(10) :1509–1515, 1982.
- [31] Leonard G Cohen. Comparison of single-mode fiber dispersion measurement techniques. *Lightwave Technology, Journal of*, 3(5) :958–966, 1985.
- [32] Uwe Wiedmann, Philippe Gallion, and Guang-Hua Duan. A generalized approach to optical low-coherence reflectometry including spectral filtering effects. *Journal of Lightwave Technology*, 16(7) :1343–1347, 1998.
- [33] Yaneck Gottesman, Sylvain Combrié, Alfredo DeRossi, Anne Talneau, Philippe Hamel, Alberto Parini, Renaud Gabet, Yves Jaouen, Badr-Eddine Benkelfat, and Elchuri VK Rao. Time-frequency analysis for an efficient detection and localization of side-coupled cavities in real photonic crystals. *Journal of Lightwave Technology*, 28(5) :816–821, 2010.

- [34] Carlos Palavicini, Yves Jaouën, Guy Debarge, Emmanuel Kerrinckx, Yves Quiquempois, Marc Douay, Catherine Lepers, Anne-Françoise Obaton, and Gilles Melin. Phase-sensitive optical low-coherence reflectometry technique applied to the characterization of photonic crystal fiber properties. *Optics letters*, 30(4) :361–363, 2005.
- [35] Sylvain Combrié, Evelin Weidner, Alfredo De Rossi, Simone Cassette, Philippe Hamel, Yves Jaouën, Renaud Gabet, Anne Talneau, et al. Investigation of group delay, loss, and disorder in a photonic crystal waveguide by low-coherence reflectometry. *Applied physics letters*, 90(23) :231104, 2007.
- [36] Philippe Hamel, Yves Jaouën, Renaud Gabet, Sylvain Combrié, Evelin Weidner, Alfredo De Rossi, Anne Talneau, et al. Investigation of group delay and disorder in a photonic crystal waveguide using low-coherence reflectometry. In *Conference on Lasers and Electro-Optics*, page CTuG4. Optical Society of America, 2007.
- [37] Alberto Parini, Philippe Hamel, Alfredo De Rossi, Sylvain Combrié, Nguyen-Vi-Quynh Tran, Yaneck Gottesman, Renaud Gabet, Anne Talneau, Yves Jaouën, and Giovanni Vadalà. Time-wavelength reflectance maps of photonic crystal waveguides : a new view on disorder-induced scattering. *Journal of Lightwave Technology*, 26(23) :3794–3802, 2008.
- [38] Philippe Hamel, Yves Jaouen, Renaud Gabet, and Siddharth Ramachandran. Optical low-coherence reflectometry for complete chromatic dispersion characterization of few-mode fibers. *Optics letters*, 32(9) :1029–1031, 2007.
- [39] Yaneck Gottesman, Elchuri Rao, and Dominik Rabus. New methodology to evaluate the performance of ring resonators using optical low-coherence reflectometry. *Journal of Lightwave Technology*, 22(6) :1566, Jun 2004.
- [40] D Piot, Yaneck Gottesman, Elchuri Rao, and Beatrice Dagens. Evaluation of the performance of dual-order mode couplers using optical low-coherence reflectometry. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 12(12) :1659–1661, 2000.
- [41] Yaneck Gottesman, Elchuri Rao, D Piot, E Vergnol, and Béatrice Dagens. An in-depth analysis of reflections in mmi couplers using optical low-coherence reflectometry : design optimization and performance evaluation. *Applied Physics B*, 73(5-6) :609–612, 2001.

- [42] George Economou, Robert Youngquist, and David Davies. Limitations and noise in interferometric systems using frequency ramped single-mode diode lasers. *Journal of Lightwave Technology*, 4(11) :1601–1608, 1986.
- [43] Eric D Moore. *Advances in swept-wavelength interferometry for precision measurements*. PhD thesis, University of Colorado, 2011.
- [44] Bruno Robillart, Cosimo Calo, Abdoulaye Fall, François Lamare, Yaneck Gottesman, and Badr-Eddine Benkelfat. Spectral and temporal phase measurement by optical frequency-domain reflectometry. In *SPIE LASE*, pages 896134–896134. International Society for Optics and Photonics, 2014.
- [45] Kivilcim Yuksel, Marc Wuilpart, and Patrice Mégret. Analysis and suppression of nonlinear frequency modulation in an optical frequency-domain reflectometer. *Optics express*, 17(7) :5845–5851, 2009.
- [46] Kazumasa Takada. High-resolution ofdr with incorporated fiber-optic frequency encoder. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 4(9) :1069–1072, 1992.
- [47] Rogério Passy, Nicholas Gisin, Jean-Pierre von der Weid, and Heinz Gilgen. Experimental and theoretical investigations of coherent ofdr with semiconductor laser sources. *Journal of Lightwave Technology*, 12(9) :1622–1630, 1994.
- [48] Ulrich Glombitza and Ernst Brinkmeyer. Coherent frequency-domain reflectometry for characterization of single-mode integrated-optical waveguides. *Journal of Lightwave Technology*, 11(8) :1377–1384, 1993.
- [49] Tae-Jung Ahn, Ji Yong Lee, and Dug Young Kim. Suppression of nonlinear frequency sweep in an optical frequency-domain reflectometer by use of hilbert transformation. *Applied optics*, 44(35) :7630–7634, 2005.
- [50] WooJhon Choi, Benjamin Potsaid, Vijaysekhar Jayaraman, Bernhard Baumann, Ireneusz Grulkowski, Jonathan J Liu, Chen D Lu, Alex E Cable, David Huang, Jay S Duker, et al. Phase-sensitive swept-source optical coherence tomography imaging of the human retina with a vertical cavity surface-emitting laser light source. *Optics letters*, 38(3) :338–340, 2013.
- [51] BJ Vakoc, SH Yun, JF De Boer, GJ Tearney, and BE Bouma. Phase-resolved optical frequency domain imaging. *Optics Express*, 13(14) :5483–5493, 2005.

- [52] Fumihiko Ito, Xinyu Fan, and Yusuke Koshikiya. Long-range coherent ofdr with light source phase noise compensation. *Journal of Lightwave Technology*, 30(8) :1015–1024, 2012.
- [53] Xinyu Fan, Yusuke Koshikiya, and Fumihiko Ito. Phase-noise-compensated optical frequency-domain reflectometry. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 45(6) :594–602, 2009.
- [54] Eric D Moore and Robert McLeod. Correction of sampling errors due to laser tuning rate fluctuations in swept-wavelength interferometry. *Optics express*, 16(17) :13139–13149, 2008.
- [55] Yang Du, Tiegeng Liu, Zhenyang Ding, Bowen Feng, Xiaobo Li, Kun Liu, and Junfeng Jiang. Method for improving spatial resolution and amplitude by optimized deskew filter in long-range ofdr. *Photonics Journal, IEEE*, 6(5) : 1–11, 2014.
- [56] Sarah L Gilbert, William C Swann, and Chih-Ming Wang. Hydrogen cyanide h13c14n absorption reference for 1530 nm to 1565 nm wavelength calibration—srn 2519a. *NIST special publication*, 260 :137, 2005.
- [57] Eric D Moore and Robert McLeod. Phase-sensitive swept-source interferometry for absolute ranging with application to measurements of group refractive index and thickness. *Optics express*, 19(9) :8117–8126, 2011.
- [58] Milton Abramowitz and Irene A Stegun. *Handbook of mathematical functions : with formulas, graphs, and mathematical tables*, volume 55. Courier Corporation, 1964.
- [59] Daniel Malacara-Hernández and Zacarías Malacara-Hernández. *Handbook of optical design*. CRC Press, 2013.
- [60] Mantravadi Murty. On the theoretical limit of resolution. *Journal of the Optical Society of America*, 47(7) :667–668, Jul 1957. doi : 10.1364/JOSA.47.000667.
- [61] Richard Barakat. Rayleigh wavefront criterion. *Journal of the Optical Society of America*, 55(5) :572–573, May 1965. doi : 10.1364/JOSA.55.000572.
- [62] Sylvain Combrié, Evelin Weidner, Alfredo De Rossi, Simone Cassette, Philippe Hamel, Yves Jaouën, Renaud Gabet, and Anne Talneau. Investigation

- of group delay, loss, and disorder in a photonic crystal waveguide by low-coherence reflectometry. *Applied Physics Letters*, 90 :56–59, 2007. ISSN 00036951. doi : 10.1063/1.2746080.
- [63] Tae-Jung Ahn, Yongmin Jung, Kyunghwan Oh, and Dug Young Kim. Optical frequency-domain chromatic dispersion measurement method for higher-order modes in an optical fiber. *Optics express*, 13(25) :10040–10048, 2005.
- [64] Jorge Nocedal and Stephen Wright. *Numerical optimization*. Springer Science & Business Media, 2006.
- [65] Zygmunt Haas and Mario A Santoro. A mode-filtering scheme for improvement of the bandwidth-distance product in multimode fiber systems. *Journal of Lightwave Technology*, 11(7) :1125–1131, 1993.
- [66] Dong Hoon Sim, Yuichi Takushima, and Yun C Chung. High-speed multimode fiber transmission by using mode-field matched center-launching technique. *Journal of Lightwave Technology*, 27(8) :1018–1026, 2009. ISSN 07338724. doi : 10.1109/JLT.2008.2005040.
- [67] Hiromasa Tanobe, Masato Kobayashi, Yoshitaka Shibata, Osamu Moriwaki, Ryo Nagase, and Yoshiki Sakai. Dual-mode fibre (dmf) capable of single- and multi-mode transmission. In *33rd European Conference on Optical Communication (ECOC) 2007*, pages 1–2, Sept 2007. doi : 10.1049/ic:20070405.
- [68] Philippe Oberson, Bernard Gisin, Bruno Huttner, and Nicolas Gisin. Refracted near-field measurements of refractive index and geometry of silicon-silicon integrated optical waveguides. *Applied optics*, 37(31) :7268–7272, 1998.
- [69] Brunno Huttner. Photon counting otdr with dead zone 0,1 m. *Luciol Instruments*, 2012.
- [70] Koichi Ogawa. Simplified theory of the multimode fiber coupler. *Bell System Technical Journal*, 56(5) :729–745, 1977.
- [71] Allan Whitenack Snyder. Coupled-mode theory for optical fibers. *JOSA*, 62 (11) :1267–1277, 1972.
- [72] Mordehai Heiblum and Jay Harris. Analysis of curved optical waveguides by conformal transformation. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 11 : 75–83, 1975.

- [73] William Henry Louisell. *Coupled mode and parametric electronics*. Wiley, 1960.
- [74] Amnon Yariv. Coupled-mode theory for guided-wave optics. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 9(9) :919–933, Sep 1973. ISSN 0018-9197. doi : 10.1109/JQE.1973.1077767.
- [75] Amnon Yariv. On the coupling coefficients in the "coupled-mode" theory. *Proceedings of the IRE*, 46(12) :1956–1957, 1958.
- [76] Yaneck Gottesman, Dominik Rabus, Elchuri Rao, and Badr-Eddine Benkel-fat. An alternative methodology based on spectral analysis for a direct access to ring resonator parameters. *IEEE Photonics Technology Letters*, 21(19) : 1399, 2009.
- [77] Y. Gottesman, E. V K Rao, and D. G. Rabus. New methodology to evaluate the performance of ring resonators using optical low-coherence reflectometry. *Journal of Lightwave Technology*, 22(6) :1566–1572, 2004. ISSN 07338724. doi : 10.1109/JLT.2004.829216.
- [78] Lynn Nelson and Robert Jopson. Introduction to polarization mode dispersion in optical systems. *Journal of Optical and Fiber Communications Reports*, 1(4) :312–344, 2004.
- [79] Grégory Bouquet. *Compréhension de la biréfringence et du couplage de mode de polarisation dans les fibres optiques de télécommunication*. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure de Télécommunications, 2005.
- [80] Ping-kong Alexander Wai and Curtis Menyuk. Polarization decorrelation in optical fibers with randomly varying birefringence. *Optics letters*, 19(19) : 1517–1519, 1994. ISSN 0146-9592. doi : 10.1364/OL.28.001799.
- [81] Ping-kong Alexander Wai and Curtis Menyuk. Polarization mode dispersion, decorrelation, and diffusion in optical fibers with randomly varying birefringence, 1996. ISSN 07338724.
- [82] Monique Jeanblanc and Thomas Simon. *Éléments de calcul stochastique*. IRBID, septembre, 2005.
- [83] Andrea Galtarossa and Luca Palmieri. Reflectometric measurements of polarization properties in optical-fiber links. In *Polarization Mode Dispersion*, pages 168–197. Springer, 2004.

- [84] Ping-kong Alexander Wai and Curtis Menyuk. Polarization decorrelation in optical fibers with randomly varying birefringence. *Optics letters*, 19(19) : 1517–1519, 1994.
- [85] Ping-kong Alexander Wai and Curtis Menyuk. Polarization mode dispersion, decorrelation, and diffusion in optical fibers with randomly varying birefringence. *Journal of Lightwave Technology*, 14(2) :148–157, 1996.
- [86] Craig Poole and Richard Wagner. Phenomenological approach to polarization dispersion in long single-mode fibres. *Electronics Letters*, 22(19) : 1029–1030, 1986.
- [87] A Djupsjöbacka. On differential group-delay statistics for polarization-mode dispersion emulators. *Journal of lightwave technology*, 19(2) :285, 2001.
- [88] Gerard Foschini and Craig Poole. Statistical theory of polarization dispersion in single mode fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 9(11) :1439–1456, 1991.
- [89] Craig Poole. Statistical treatment of polarization dispersion in single-mode fiber. *Optics Letters*, 13(8) :687–689, 1988.
- [90] Jeffrey Nicholson, Andrew Douglas Yablon, Siddarth Ramachandran, and Samir Ghalimi. Spatially and spectrally resolved imaging of modal content in large-mode-area fibers. *Optics express*, 16(10) :7233–7243, 2008.
- [91] Jeffrey W Nicholson, J Fini, J Jasapara, A DeSantolo, E Monberg, and F Dimarcello. Measuring the modes of optical fibers using s2 imaging. In *presebted at the Lasers and Electro-Optics and Quantum Electronics and Laser Science Conf*, 2010.
- [92] Duc Minh Nguyen, Stéphane Blin, Thanh Nam Nguyen, Sy Dat Le, Laurent Provino, Monique Thual, and Thierry Chartier. Modal decomposition technique for multimode fibers. *Applied Optics*, 51(4) :450–456, 2012.
- [93] Duc Minh Nguyen. *Investigations et caractérisations de fibres et guides optiques très fortement non-linéaires*. PhD thesis, Université Rennes 1, 2011.
- [94] Ian Jolliffe. *Principal component analysis*. Wiley Online Library, 2002.
- [95] Aapo Hyvärinen, Juha Karhunen, and Erki Oja. Independent component analysis. *Wileyand Sons*, 2001.

- [96] Benoit Sévigny, Guillaume Le Cocq, Carmen Carina Castineiras Carrero, Constance Valentin, Pierre Sillard, Géraud Bouwmans, Laurent Bigot, and Yves Quiquempois. Advanced s 2 imaging : Application of multivariate statistical analysis to spatially and spectrally resolved datasets. *Journal of Lightwave Technology*, 32(23) :4004–4010, 2014.
- [97] Benoit Sevigny, Guillaume Le Cocq, Carmen Carina Castineiras Carrero, Pierre Sillard, Constance Valentin, Geraud Bouwmans, Laurent Bigot, and Yves Quiquempois. A novel take on the s 2 dataset modal analysis. In *European Conference on Optical Communication (ECOC) 2014*, pages 1–3. IEEE, 2014.
- [98] Zhongping Chen, Thomas Milner, Shyam Srinivas, Xiaojun Wang, Arash Malekafzali, Martin van Gemert, and Stuart Nelson. Noninvasive imaging of in vivo blood flow velocity using optical doppler tomography. *Optics letters*, 22(14) :1119–1121, 1997.
- [99] Siavash Yazdanfar, Manish Kulkarni, and Joseph Izatt. High resolution imaging of in vivo cardiac dynamics using color doppler optical coherence tomography. *Optics Express*, 1(13) :424–431, 1997.
- [100] Hani Nassif, Mayrai Gindy, and Joe Davis. Comparison of laser doppler vibrometer with contact sensors for monitoring bridge deflection and vibration. *NDT & E International*, 38(3) :213–218, 2005.
- [101] Julius O Smith. Spectral audio signal processing. *Center for Computer Research in Music and Acoustics (CCRMA), Stanford University, CA, USA*. Available on-line at <http://ccrma.stanford.edu/jos/sasp/> (accessed May 2016), 2008.